

Wissenschaftliche Mitteilungen

aus dem
Institut für Meteorologie der Universität Leipzig



ISBN 3-9808822-0-9

Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VIII)

Hrsg.: A. Raabe und K. Arnold

Leipzig 2003

Band 30

Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig, Band 30

K. Hungershöfer und T. Trautmann Investigations into the impact of the lower boundary condition on the reflected solar radiance field	1
A. Kniffka und T. Trautmann Vergleich zweier numerischer Verfahren zur Impulsadvektion in einem dreidimensionalen mikroskaligen Strömungsmodell	13
S. Gimeno García und T. Trautmann Radiative Transfer Modelling in Inhomogeneous Clouds by Means of the Monte Carlo Method	29
M. Barth und A. Raabe Auflösbarkeit turbulenter Strukturen im Bereich der atmosphärischen Grenzschicht mittels akustischer Tomographie	44
A. Ziemann Auswirkungen unterschiedlicher Schallausbreitungsmodelle auf die Lärmprognose	61
K. Arnold, A. Ziemann, A. Raabe und G. Spindler Spatial variability of temperature and wind over heterogeneous surfaces	73
H.-J. Schönfeldt Systematische Überschätzung der Windgeschwindigkeit und der Schubspannungsgeschwindigkeit durch Schalensternanemometer infolge der Turbulenz	85
K. S. Radtke und G. Tetzlaff Ansätze zur Abschätzung des Risikos von Sturmschäden am Beispiel von Köln	95
C. Stolle, S. Schlüter, Ch. Jacobi, N. Jakowski und A. Raabe Monitoring of a polar plasma convection event with GPS	112
Ch. Jacobi und D. Kürschner Small September semidiurnal tidal amplitudes over Collm in 2002	121
D. Kürschner und Ch. Jacobi Long-term behaviour of E-region nighttime LF reflection heights– long-term trend, solar cycle, and the QBO	127
M. V. Ratnam und Ch. Jacobi Study on stratospheric gravity wave activity: Global and seasonal variations deduced from the CHAllenging Minisatellite Payload (CHAMP)-GPS Satellite	136
K. Fröhlich, A. Pogoreltsev und Ch. Jacobi Tides, Rossby and Kelvin Waves simulated with the COMMA-LIM Model	149
K. Fröhlich, A. Pogoreltsev und Ch. Jacobi The 48 Layer COMMA-LIM Model: Model description, new Aspects, and Climatology	157
E. Merzlyakov und Ch. Jacobi Some numerical results on the quasi-two-day wave excitation and propagation in the unstable summer middle atmosphere	186
H. Heinrich und W. Metz Das inhomogene Optimierungsproblem	201
Jahresbericht des Instituts für Meteorologie	217

Investigations into the impact of the lower boundary condition on the reflected solar radiance field

Katja Hungershöfer and Thomas Trautmann

Summary

It is presented how the original isotropic boundary condition in a Gauss-Seidel radiative transfer model is generalized to describe an angular dependent surface reflection. A symmetry about the plane of incidence is assumed since the general case of an arbitrary non-symmetric reflection is too costly. As a result using Hapke's BRDF the upward radiance at the surface and the top of the atmosphere are discussed and compared to the results with the original isotropic boundary condition. In addition we discuss the impact of Rayleigh scattering and aerosol extinction on the reflected solar radiance field.

Zusammenfassung

Es wird dargestellt wie die untere Randbedingung in unserem Gauss-Seidel Strahlungstransportmodell erweitert wird, um eine richtungsabhängige Reflexion beschreiben zu können. Da die Beschreibung einer asymmetrischen Bodenreflexion zu aufwendig wäre, beschränken wir uns dabei auf den Fall, bei dem die Reflexion symmetrisch bezüglich der Einfallsebene ist. Als Ergebnisse werden die aufwärtsgerichtete Strahldichte unmittelbar am Erdboden und am Atmosphärenoberrand diskutiert und mit den Ergebnissen für die ursprünglich isotrope Reflexion verglichen. Außerdem wird auf den Einfluß der Rayleigh Streuung und der Extinktion durch die Aerosolpartikel auf das reflektierte solare Strahldichtefeld eingegangen.

1. Introduction

All natural surfaces like bare soils, vegetation canopy or oceans reflect the light anisotropically. Perhaps the best known examples are the sun glint on water surfaces or the hot spot effect, which results in a high reflectance, if the viewing direction and the direction of the light source are identical.

The reflection of the solar light at the earth's surface plays an important role in the remote sensing of the atmosphere, because the measured radiance at the top of the atmosphere may contain a signal from the surface. In order to use satellite measurements, a radiative transport model which describes the different interactions between the solar radiation and the atmosphere is needed. With the help of suitable methods, such models can be inverted against the satellite measurements to determine selected properties of the atmosphere. Because of the multiple scattering of radiation between the atmosphere and the surface, a reliable surface reflection described by the lower boundary condition in these models plays an essential role in the retrieval. On one hand, an accurate description of the surface reflection leads to a better interpretation of the satellite measurements in terms of the atmospheric properties and on the other hand the models with a realistic lower boundary can be inverted to retrieve key parameters of the surface such as the leaf area index or the soil roughness (Bréon et al., 1997) which may be useful for land cover classifications.

Of special interest are radiative transfer models with a realistic surface reflection for mod-

ern instruments like the ATSR-2 (Along-Track Scanning Radiometer), POLDER (Polarization and Directionality of earth Reflectances) or MISR (Multiangle Imaging SpectroRadiometer), which measure the radiance of a surface pixel under different viewing directions simultaneously. With the MISR instrument for example one is able to separate the aerosol signal from that of the surface reflectance and determine the aerosol properties (Kaufman et al., 2002). More details about the advantages of multi-angle remote sensing can be found in Diner et al. (1999).

Our own radiative transfer model named Gauss-Seidel after the technique used to solve the radiative transfer equation, is very versatile. It has been used together with the forward-adjoint perturbation theory (Trautmann et al., 1992; Trautmann and Box, 1995) and for the ozone retrieval from satellite measurements (Landgraf et al., 2001; Landgraf and Hasekamp, 2002). For the ozone retrieval, a vector radiative transfer model is also available (Hasekamp and Landgraf, 2002) and a pseudo-spherical approximation can be used instead of the plane-parallel assumption (Walter et al., 2002). Since the earth's surface has simply been treated as Lambertian surface, where the reflection does not vary with viewing or illuminating directions in all the applications given above, we have extended the lower boundary condition in the Gauss-Seidel code to make this model a more realistic, angular dependent surface reflection. This is described and verified with results in the following sections.

2. Theory

The basic equation governing the radiative transfer of the solar spectral diffuse radiance L in a plane-parallel and horizontally homogeneous atmosphere is generally written in the form

$$\begin{aligned} \mu \frac{dL(\tau, \mu, \phi)}{d\tau} = & - L(\tau, \mu, \phi) + \frac{\tilde{\omega}}{4\pi} \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} p(\tau, \cos \Theta) L(\tau, \mu', \phi') d\phi' d\mu' \\ & + \frac{\tilde{\omega}}{4\pi} \pi F_0 p(\tau, \mu_0, \phi_0; \mu, \phi) \exp(-\tau/\mu_0) \end{aligned} \quad (1)$$

where μ is the cosine of the zenith angle θ and ϕ is the azimuth angle with respect to the solar beam positioned at ϕ_0 . The prime is used to separate the incident directions from the scattered ones. τ is the optical depth measured from the top of the atmosphere to a given layer and $\tilde{\omega}$ is the single scattering albedo describing the relative importance of the absorption to the total extinction. πF_0 is the solar spectral irradiance at the top of the atmosphere and the phase function p describes the angular dependence of the scattering. Here, as usual, we assume that p depends only on the scattering angle Θ between the incident and emergent direction. In this case the phase function can be expanded in Legendre polynomials P_l

$$p(\tau, \cos \Theta) = \sum_{l=0}^{\Lambda} \beta_l(\tau) P_l(\cos \Theta) \quad (2)$$

with the expansion coefficients β_l

$$\beta_l = \frac{2l+1}{2} \int_{-1}^1 p(\cos \Theta) P_l(\cos \Theta) d\cos \Theta. \quad (3)$$

Together with an expansion of the radiance in a Fourier series in azimuth

$$L(\tau, \mu, \phi) = \sum_{m=0}^{\Lambda} (2 - \delta_{0,m}) L^m(\tau, \mu) \cos(m\phi) \quad (4)$$

this finally leads to a splitting of equation (1) into $\Lambda + 1$ independent equations for the single Fourier modes (e.g. Liou, 1992)

$$\mu \frac{dL^m(\tau, \mu)}{d\tau} = -L^m(\tau, \mu) + J^m(\tau, \mu), \quad m = 0, 1, \dots, \Lambda \quad (5)$$

with the source function given by

$$\begin{aligned} J^m(\tau, \mu) &= \frac{\omega_0}{4\pi} \pi F_0 \sum_{l=m}^{\Lambda} \beta_l^m P_l^m(\mu) P_l^m(\mu_0) e^{-\tau/\mu_0} \\ &+ (1 + \delta_{0,m}) \frac{\omega_0}{4} \sum_{l=m}^{\Lambda} \beta_l^m P_l^m(\mu) \int_{-1}^1 P_l^m(\mu') L^m(\tau, \mu') d\mu'. \end{aligned} \quad (6)$$

For this kind of differential equations, a formal solution can be calculated. After separating the upward ($L_{\uparrow}^m(\tau, \mu) := L^m(\tau, \mu < 0)$) and downward ($L_{\downarrow}^m(\tau, \mu) := L^m(\tau, \mu > 0)$) radiance we have

$$L_{\downarrow}^m(\tau, \mu) = L_{\downarrow}^m(\tau = 0, \mu) e^{-\tau/\mu} + \frac{1}{\mu} \int_0^{\tau} J_{\downarrow}^m(\tau', \mu) e^{-(\tau-\tau')/\mu} d\tau', \quad (7)$$

$$L_{\uparrow}^m(\tau, \mu) = L_{\uparrow}^m(\tau_N, \mu) e^{-(\tau_N-\tau)/\mu} + \frac{1}{\mu} \int_{\tau}^{\tau_N} J_{\uparrow}^m(\tau', \mu) e^{-(\tau'-\tau)/\mu} d\tau'. \quad (8)$$

Note that $\mu < 0$ and $\mu > 0$ describe the radiation in the upward and downward directions, respectively, since θ is measured from the positive τ -axis.

In order to solve these equations for a vertically inhomogeneous atmosphere the atmosphere is divided into several homogeneous layers following Herman and Browning (1965), in which the source functions $J_{\downarrow}^m(\tau', \mu)$ and $J_{\uparrow}^m(\tau', \mu)$ are assumed to be independent of the optical depth. The μ -integration in the source term is solved with the Gauss-Lobatto quadrature with 32 discrete streams μ_i and the discretization of μ leads to a system of linear equations which are then solved with the iteration procedure of Gauss-Seidel as described in Landgraf et al. (2001) and Hungershöfer (2001). Beside this, two boundary conditions are needed. At the top of the atmosphere we assume that no downward diffuse radiation exists

$$L_{\downarrow}^m(\tau = 0, \mu) = 0. \quad (9)$$

In order to describe the reflection of radiation by an opaque surface, we use the spectral bidirectional reflectance distribution function (BRDF) $\rho(\theta', \phi'; \theta, \phi)$ (Nicodemus, 1970), which is defined as

$$\rho(\theta', \phi'; \theta, \phi) = \frac{\pi dL(\theta', \phi'; \theta, \phi)}{L(\theta', \phi') \cos \theta' d\Omega'} \quad (10)$$

where (θ', ϕ') and (θ, ϕ) are the zenith and azimuth angles of the incident and reflected direction. Here, in contrast to the definition of the BRDF by Siegel and Howell (1981) a

factor π is considered. The unit of the BRDF is $(sr)^{-1}$. The denominator in equation (10) describes the energy incident on a surface element dA from the direction (θ', ϕ') within the solid angle $d\Omega'$ and $dL(\theta', \phi'; \theta, \phi)$ denotes that part of this light, which is reflected into the direction (θ, ϕ) , i.e. the BRDF gives that fraction of $L(\theta', \phi') \cos \theta' d\Omega'$ which contributes to the reflected spectral intensity in the (θ, ϕ) direction. The entire radiation reflected into the direction (θ, ϕ) can then be found by summing the contribution of $L(\theta', \phi') \cos \theta' d\Omega'$ from all incident directions

$$\begin{aligned} L(\theta, \phi) &= \int_{2\pi} dL(\theta', \phi'; \theta, \phi) \\ &= \frac{1}{\pi} \int_{2\pi} \rho(\theta', \phi'; \theta, \phi) L(\theta', \phi') \cos \theta' d\Omega' . \end{aligned} \quad (11)$$

This directly leads to a lower boundary condition describing an angular dependent surface reflection

$$\begin{aligned} L_{\uparrow}(\tau_N, \mu, \phi) &= \frac{\mu_0}{\pi} \pi F_0 \rho(\mu_0, \phi_0; \mu, \phi) e^{-\tau_N/\mu_0} \\ &\quad + \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 \rho(\mu', \phi'; \mu, \phi) L_{\downarrow}(\tau_N, \mu', \phi') \mu' d\mu' d\phi' \end{aligned} \quad (12)$$

where the reflection of the direct light is described by the first term and the reflection of the diffuse radiation has already been given by equation (11). The quantity τ_N is the optical depth at the surface. Note that the direct solar beam, which reaches the lower boundary and is scattered by the BRDF back into the medium is treated as diffuse radiation thereafter.

The simplest case of a reflection function is a Lambertian reflection where the BRDF is constant, i.e. the amount of reflected light is equal for all directions. In the most general case, e.g. a corn field, the reflection is asymmetric with respect to the plane of incidence. Beside this an additional azimuth angle is needed to describe the alignment of the surface relative to the position of the sun. In case of the corn field, one can choose the direction of the corn rows as reference direction of the surface, for example. Also in the general case, not only the cosine components as in equation (4) but also the sine components have to be considered in the Fourier decomposition of the radiance leading to a second equation system for the sine components analogously to equation (5). What makes this even more complicated is the fact that the first Λ sine and the first $\Lambda + 1$ cosine components are coupled by the lower boundary condition. More details about this can be found in Barichello et al. (1996) and Hungershöfer (2001).

We did not apply the general theory from Barichello et al. (1996), but extended the former isotropic reflection to an angular dependent reflection, which is symmetric about the plane of incidence, i.e. the BRDF depends only on the difference between the azimuth angles of the incident and reflected direction. This enables us to expand the BRDF in a Fourier cosine series just like the radiance in equation (4)

$$\rho(\mu', \mu, \phi - \phi') = \sum_{m=0}^{\Lambda} \rho^m(\mu', \mu) \cos[m(\phi - \phi')] \quad (13)$$

where the expansion coefficients ρ^m can be calculated from

$$\rho^m(\mu', \mu) = \frac{1}{\pi} \frac{2 - \delta_{0,m}}{2} \int_{-\pi}^{\pi} \rho(\mu', \mu, \phi - \phi') \cos[m(\phi - \phi')] d(\phi - \phi'). \quad (14)$$

By inserting equation (13) into equation (12) one finds the lower boundary condition for the individual Fourier components of the radiance that is used in the Gauss-Seidel model

$$\begin{aligned} L_{\uparrow}^m(\tau_N, \mu) &= \frac{\mu_0}{\pi} \pi F_0 \rho^m(\mu_0, \mu) e^{-\tau_N/\mu_0} \\ &+ (1 + \delta_{0,m}) \int_0^1 \rho^m(\mu', \mu) L_{\downarrow}^m(\tau_N, \mu') \mu' d\mu'. \end{aligned} \quad (15)$$

The needed coefficients $\rho^m(\mu_0, \mu)$ and $\rho^m(\mu', \mu)$ in equation (15) can be calculated from equation (14) if an analytical form of the BRDF is given.

In the literature, various approaches can be found to describe the anisotropy of a surface, including empirical functions (Minnaert, 1941; Cox and Munk, 1954; Walthall et al., 1985; Meister et al., 1996), semi-empirical functions (Pinty and Ramond, 1986; Rahman et al., 1993) and physical models (Hapke, 1981; Verstraete et al., 1990). We have incorporated the BRDF models from Minnaert (1941), Hapke (1981), Verstraete et al. (1990) and Rahman et al. (1993) into our Gauss-Seidel model. All of them obey the important principle of reciprocity (Minnaert, 1941), i.e. the reflectance is unaffected if the direction of incidence and observation is reversed. Here only the results for Hapke's BRDF are shown, which is defined as (Hapke, 1981)

$$\rho(\mu_1, \mu_2, g) = \frac{\omega}{4} \frac{1}{\mu_1 + \mu_2} [(1 + B(g)) p(g) + H(\mu_1)H(\mu_2) - 1] \quad (16)$$

where

$$\begin{aligned} \mu_1 &= \cos \theta_1 \quad ; \quad \mu_2 = \cos \theta_2 \\ \cos g &= \mu_0 \mu + \sqrt{(1 - \mu_0^2)(1 - \mu^2)} \cos(\phi - \phi_0) \\ p(g) &= \frac{1 - \Theta_H^2}{(1 + \Theta_H^2 - 2 \cdot \Theta_H \cdot \cos(\pi - g))^{3/2}} \\ B(g) &= \frac{S(g=0)}{\omega \cdot p(g=0)} \cdot \frac{1}{1 + \frac{1}{h} \tan(g/2)} \\ H(x) &= \frac{1 + 2x}{1 + 2x \sqrt{1 - w}}. \end{aligned}$$

(θ_1, ϕ_1) and (θ_2, ϕ_2) describe the incoming and outgoing directions, respectively and g , the phase angle, is the angle between these two directions. ω is the averaged single scattering albedo of the surface particles. The average phase function of the surface particles, $p(g)$, is computed by a Henyey-Greenstein function (Henyey and Greenstein, 1941), where the asymmetry parameter Θ_H is ranging from -1 (backward scattering) to +1 (forward scattering). The expression of $B(g)$ accounts for the hot spot effect. The amplitude of the hot spot given by the first factor of $B(g)$ is the ratio of the near-surface contribution ($S(g=0)$) to the total particle scattering of the surface at zero phase angle and h characterizes the width of the opposition effect and may be related to the grain size distribution, the porosity and the gradient of compaction with depth (Pinty et al., 1989). In order to use Hapke's model, the four parameters ω , Θ_H , $S(g=0)$ and h have to be known.

3. Model description

We employ an one-dimensional plane-parallel radiative transfer model for a cloudless vertically inhomogeneous atmosphere. Vertical profiles of the air molecules and the absorbing trace gases ozone, nitrogen dioxide and water vapor are taken from the US-standard atmosphere (Anderson et al., 1986). The absorption cross sections of ozone are taken from WMO (1985) and Molina and Molina (1986). For water vapor and nitrogen dioxide data from Rothman (1992) and Mérienne et al. (1995) have been employed.

In the easiest case, only Rayleigh scattering with cross sections from Nicolet (1984) is considered. Additionally the extinction of aerosol particles can be taken into account. Therefore the aerosol extinction coefficient, the single scattering albedo and the phase function for rural aerosol at 0% relative humidity (Shettle and Fenn, 1979) are calculated off-line with a Mie code and are assumed to be constant at all model layers up to a height of two kilometers. To determine the effect of the aerosol loading, the extinction coefficient is scaled with a factor 0.2 or 5 additionally. The extraterrestrial solar flux is taken from WMO (1985) and Woods et al. (1996). For the parameter in Hapke's BRDF, we use the values from Verstraete et al. (1990)

$$\omega = 0.101$$

$$\Theta_H = 0.06$$

$$S(g = 0) = 0.589$$

$$h = 0.046$$

which have been retrieved from measurements over a clover patch at a wavelength of 448 nm by Woessner and Hapke (1987).

4. Results

In order to examine the influence of the surface reflection, we first look at the spectral upward radiance directly at the earth's surface. Figure 1 shows the results for two different wavelengths and two solar zenith angles (SZA) as a function of the viewing zenith angle in the plane of incidence for a Rayleigh atmosphere. Here as well as in the following figures, positive zenith angles are used for the backscattering direction, where the difference of the azimuth angle between the incident and the outgoing direction is 0° . Negative viewing angles are used when the difference of these azimuth angles is equal to 180° . Since the assumption of a plane-parallel model atmosphere breaks down as the viewing zenith angle approaches 90° , we have only considered viewing angles less than 80° . The plus symbols in Figure 1 indicate the results at the discrete streams μ_i for Hapke's BRDF. Additionally the results for a Lambertian surface with the same albedo as in the Hapke case is given for comparison.

For all four cases in Fig.1, a clear difference between the two reflection types is visible. Whereas the amount of the reflected light is equal for all direction in case of the Lambertian surface, Hapke's function produces a pronounced maximum in the backward direction in the vicinity of the solar zenith angle called backscattering peak. We do not use the term 'hot spot' since this expression should be reserved for the reflectance peak observed within a few degrees of the backscattering direction (Bréon et al., 2001). Altogether more radiation is reflected in the backward direction with Hapke's function and less radiation in the forward direction in comparison to the Lambertian case. It also clears from Fig.1

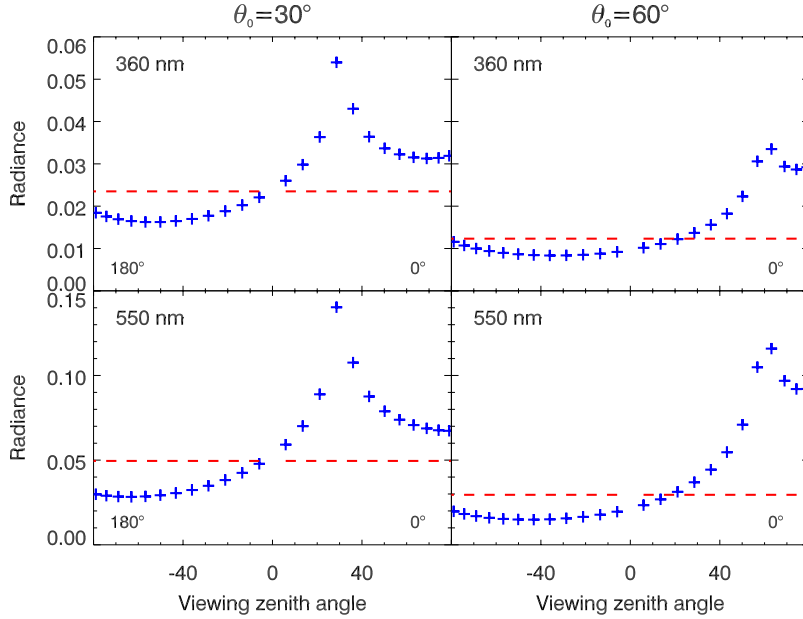


Figure 1: Upward spectral radiance at the surface in $Wm^{-2}sr^{-1}\Delta\nu^{-1}$ as a function of the viewing zenith angle in the plane of incidence for two wavelengths and two SZAs in case of a Rayleigh atmosphere. Positive zenith angles are used for the backward direction. Negative angles indicate the forward direction. As BRDFs Hapke's function (+) and a Lambertian surface with the same albedo (dashed line) are used.

that less light is reflected at 360 nm than at the corresponding SZAs at 550 nm wavelength. Reason for this is the strong wavelength dependence of the Rayleigh scattering (λ^{-4}). At 360 nm, less radiation is able to reach the ground because of the considerably stronger Rayleigh scattering and therefore less radiation can be reflected since the albedo is unchanged. Analogously the decrease of the radiance with increasing SZA in Fig. 1 can be explained.

If aerosol is additionally taken into account, the direct light is more weakened on its way down through the atmosphere. In Figure 2, which shows the upward radiance at the lower boundary at a SZA of 30° for three aerosol optical depths analogously to Fig.1, this can be seen from the decrease of the radiance with increasing optical depth for both reflection types. At low aerosol optical thicknesses, the distinct forward scattering of the aerosol particles also results in a large amount of diffuse radiation reaching the surface from zenith angles around the solar zenith angle. This intensifies the backscattering peak and lowers the light reflected into the other zenith directions in comparison to a Rayleigh atmosphere. This effect is shown in Figure 3, where the normalized results for a Rayleigh atmosphere (Fig.1) and the different aerosol atmospheres (Fig.2) in Hapke's case for a SZA of 30° are given. With increasing aerosol optical depth, the contribution of the diffuse light from directions near the solar zenith angle decreases, because of the multiple scattering, leading to a lower anisotropy in comparison to the Rayleigh atmosphere. Beside this, Fig.3 reveals that the influence of the aerosol on the diffuse radiation is stronger at 360 nm caused by the stronger Rayleigh scattering. If one looks at the contribution of the direct light on the total reflected radiation, which is also shown in Fig.2, one recognizes that at 360 nm, the direct light is more weakened because of the Rayleigh scattering leading to a

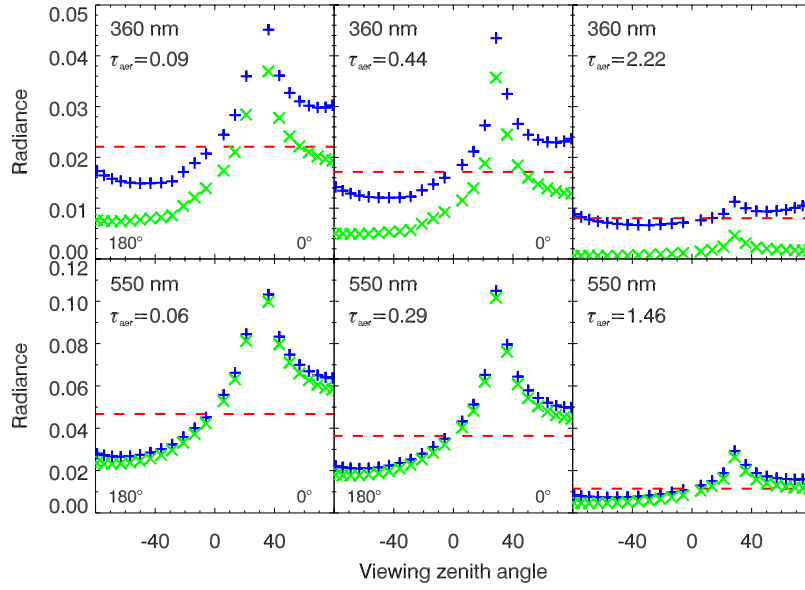


Figure 2: Upward spectral radiance at the surface ($Wm^{-2}sr^{-1}\Delta\nu^{-1}$) as a function of the viewing zenith angle in the principal plane at 30° SZA and three different aerosol optical depths for a Lambertian surface (dashed line) and Hapke's BRDF (+). The crosses show the contribution of the direct light on the total reflected radiation in Hapke's case.

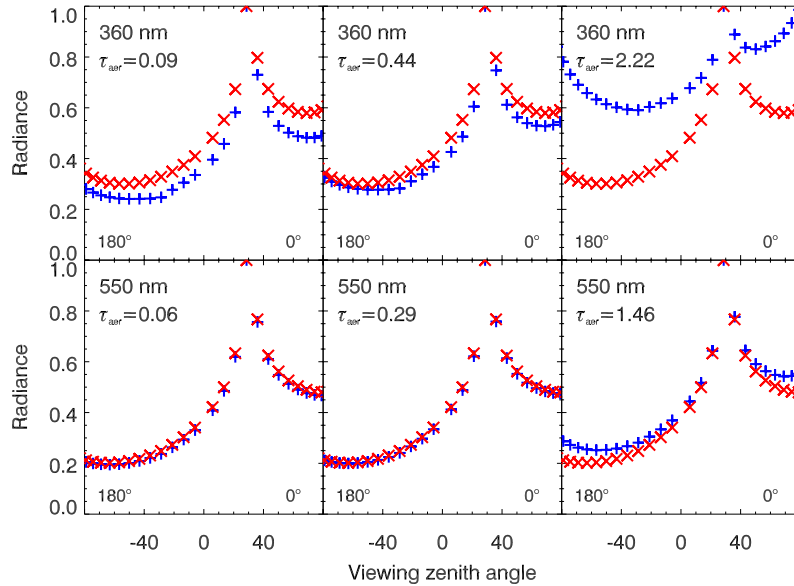


Figure 3: Comparison between the normalized upward radiance at the surface between the pure Rayleigh (x) and the aerosol loaded (+) atmosphere for a SZA of 30° and the two wavelengths of 360 and 550 nm using Hapke's BRDF.

greater contribution of the diffuse light to the total reflected radiation. At 550 nm, the reflected light is nearly completely described by the contribution of the direct light and changes of the diffuse light are therefore of secondary importance only.

Since satellite instruments measure the upward radiance at the top of the atmosphere we also investigate our model results for this quantity (Figure 4). At 360 nm we see nearly no

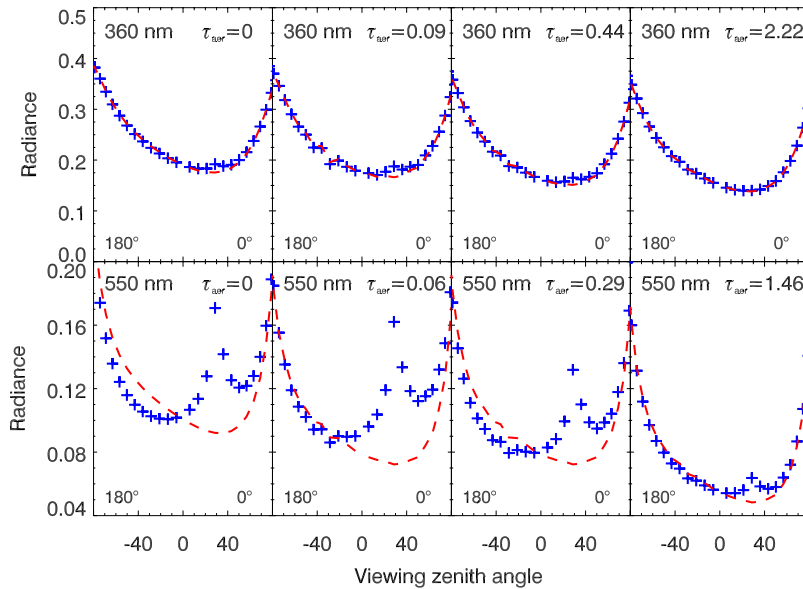


Figure 4: Upward radiance at the top of the atmosphere for a Lambertian surface (dashed line) and Hapke's BRDF (+). Results for the Rayleigh atmosphere ($\tau_{aer} = 0$) and three different aerosol optical depths are given at 360 and 550 nm. The SZA is 30° .

differences between a Lambertian surface and Hapke's BRDF. Only a little signal of the backscattering peak can be found at low aerosol optical thickness, but for large optical thickness as well as for a SZA of 60° (not shown) even this signature vanishes completely. The reason for this is that the upward radiance at the top of the atmosphere in case of strong Rayleigh scattering is determined from radiation which has never reached either the earth's surface or the aerosol layer existing within the four lowest model layers. This is confirmed by the fact that the results at 360 nm in Fig. 4 are nearly the same for all the optical thicknesses shown. The chosen BRDF is therefore of secondary importance at wavelengths with strong Rayleigh scattering.

At 550 nm, a clear difference between the two reflection types can be noticed from Figure 4 with a clear backscattering peak in case of Hapke's BRDF. For large viewing angles where the Rayleigh scattering is still dominating, both results approach each other. With increasing optical depth, the differences become less pronounced because the radiation reaching the earth's surface decreases (see Fig.2) and the reflected radiation is more weakened on the way to the top of the atmosphere.

5. Conclusion and outlook

Through the expansion of the surface boundary condition it is now possible to describe an angular dependent surface reflection, which is symmetric about the principal plane

within the Gauss-Seidel model for the applications given in the introduction. Therefore different BRDFs can be used. In case of Hapke's BRDF, it was shown that there are clear differences in comparison to the originally used Lambertian surface, especially in the region of the backscattering peak. This only has an effect on the upward radiance at the top of the atmosphere, if the Rayleigh scattering for the considered wavelength is not too strong. Otherwise the surface features are completely obscured by the atmosphere. A comparison of our model results with POLDER measurements from Bréon et al. (1997) over a Canadian boreal forest site, which have been not shown here, has led to satisfactory results and will be published elsewhere.

References

- Anderson, G., S. Clough, F. Kneizys, J. Chetwynd, and E. Shettle, 1986: AFGL atmospheric constituent profiles (0-120 km). Technical Report AFGL-TR-86-0110, Air Force Geophys. Lab., Hanscom Air Force Base, Mass.
- Barichello, L., R. Garcia, and C. Siewert, 1996: The Fourier decomposition for a radiative-transfer problem with an asymmetrically reflecting ground. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **56**(3), 363–371.
- Bréon, F.-M., F. Maignan, M. Leroy, and I. Grant, 2001: Analysis of hot spot directional signatures measured from space. *J. Geophys. Res.*, **107**(D16), 4282–4296.
- Bréon, F.-M., V. Vanderbilt, M. Leroy, P. Bicheron, C. Walthall, and J. Kalshoven, 1997: Evidence of hot spot directional signature from airborne POLDER measurements. *IEEE Trans. Geosc. Rem. Sens.*, **35**(2), 479–484.
- Cox, C. and W. Munk, 1954: Measurements of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter. *J. Opt. Soc. Am.*, **44**(11), 838–850.
- Diner, D. J., G. P. Asner, R. Davies, Y. Knyazikhin, J.-P. Nuller, A. W. Nolin, B. Pinty, C. B. Schaaf, and J. Stroeve, 1999: New directions in earth observation: Scientific applications of multiangle remote sensing. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **80**(11), 2209–2228.
- Hapke, B., 1981: Bidirectional reflectance spectroscopy. 1. Theory. *J. Geophys. Res.*, **86**(B4), 3039–3054.
- Hasekamp, O. and J. Landgraf, 2002: A linearized vector radiative transfer model for atmospheric trace gas retrieval. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **75**, 221–238.
- Heney, L. and T. Greenstein, 1941: Diffuse radiation in the galaxy. *Astrophys. J.*, **93**, 70–83.
- Herman, B. M. and S. R. Browning, 1965: A numerical solution to the equation of radiative transfer. *J. Atmos. Sci.*, **22**, 559–566.

- Hungershöfer, K., 2001: Erweiterung der Bodenrandbedingung in einem Strahlungstransportmodell unter Verwendung einer anisotropen Reflexionsfunktion. Diplomarbeit, Institut für Meteorologie, Johannes Gutenberg-Universität Mainz.
- Kaufman, Y. J., D. Tanré, and O. Boucher, 2002: A satellite view of aerosols in the climate system. *Nature*, **419**, 215–223.
- Landgraf, J. and O. Hasekamp, 2002: Ozone profile retrieval from satellite measurements of nadir backscattered light in the ultraviolet of the solar spectrum. *Recent Res. Devel. Geophysics*, **4**, 157–189.
- Landgraf, J., O. Hasekamp, M. A. Box, and T. Trautmann, 2001: A linearized radiative transfer model for ozone profile retrieval using the analytical forward-adjoint perturbation theory approach. *J. Geophys. Res.*, **106**(D21), 27291–27305.
- Liou, K. N., 1992: *Radiation and Cloud Processes in the Atmosphere: Theory, Observation, and Modeling*. Oxford University Press, New York.
- Meister, G., R. Wiemker, J. Bienlein, and H. Spitzer, 1996: In situ BRDF measurements of selected surface materials to improve analysis of remotely sensed multiangle imagery. In *Proceedings of the XVIII. Congress of the International Society of Photogrammetry and Remote Sensing ISPRS 1996*, 493–498.
- Mérienne, M., F. Jenouvrier, and B. Coquart, 1995: The NO₂ absorption spectrum. I: Absorption cross-sections at ambient temperature in the 300–500 nm region. *J. Atmos. Chem.*, **20**, 281–297.
- Minnaert, M., 1941: The reciprocity in lunar photometry. *Astrophys. J.*, **93**, 403–410.
- Molina, L. and M. Molina, 1986: Absolute absorption cross sections of ozone in the 185–to 350-nm wavelength range. *J. Geophys. Res.*, **91**(D13), 14501–14508.
- Nicodemus, F., 1970: Reflectance nomenclature and directional reflectance and emissivity. *Appl. Opt.*, **9**(6), 1474–1475.
- Nicolet, M., 1984: On the molecular scattering in the terrestrial atmosphere: An empirical formula for its calculation in the homosphere. *Planet. Space Sci.*, **32**, 1467–1468.
- Pinty, B. and D. Ramond, 1986: A simple bidirectional reflectance model for terrestrial surfaces. *J. Geophys. Res.*, **91**(D7), 7803–7808.
- Pinty, B., M. M. Verstraete, and R. E. Dickinson, 1989: A physical model for predicting bidirectional reflectances over bare soil. *Rem. Sens. Env.*, **27**, 273–288.
- Rahman, H., M.M.Verstraete, and B.Pinty, 1993: Coupled surface-atmosphere reflectance (CSAR) model: 2. Semiempirical surface model usable with NOAA advanced very high resolution radiometer data. *J. Geophys. Res.*, **98**(D11), 20791–20801.
- Rothman, L., 1992: HITRAN spectroscopic data. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **48**, 497–507.

- Shettle, E. P. and R. W. Fenn, 1979: Models for the aerosols of the lower atmosphere and the effects of humidity variations on their optical properties. Technical Report AFGL-TR-79-0214, Air Force Geophys. Lab., Hanscom Air Force Base, Mass.
- Siegel, R. and J. R. Howell, 1981: *Thermal Radiation Heat Transfer*. McGraw-Hill Book Company, 2. edition.
- Trautmann, T. and M. Box, 1995: Fast yet accurate net flux calculation for realistic atmospheres with variable aerosol loading. *J. Geophys. Res.*, **100**(D1), 1081–1092.
- Trautmann, T., P. Elliot, and M. Box, 1992: Shortwave radiative effects of standard aerosol models: A perturbation approach. *Beitr. Phys. Atmosph.*, **65**(1), 59–78.
- Verstraete, M., B. Pinty, and R. Dickinson, 1990: A physical model of the bidirectional reflectance of vegetation canopies 1. Theory. *J. Geophys. Res.*, **95**(D8), 11755–11765.
- Walter, H., J. Landgraf, and T. Trautmann, 2002: Pseudo-spherical linearized radiative transfer model for trace gas profile retrieval. In *Proc. SPIE: Remote Sensing of Clouds and the Atmosphere VI*, Schaefer, K., Lado-Bordowsky, O., Comeron, A., Carleer, M. R., and Fender, J. S., Editors, Vol. 4539, 362–368.
- Walthall, C., J. Norman, J. Welles, G. Campbell, and B. Blade, 1985: Simple equation to approximate the bidirectional reflectance from vegetation canopies and bare soil surfaces. *Appl. Opt.*, **24**(3), 383–387.
- WMO, 1985: Atmospheric Ozone. World Meteorological Organization (WMO), Global Ozone Research and Monitoring Project, Report No.16, Geneva.
- Woessner, P. and B. Hapke, 1987: Polarization of light scattered by clover. *Rem. Sens. Env.*, **21**, 243–261.
- Woods, T., D. Prinz, G. Rottmann, J. London, P. Crane, R. Cebula, E. Hilsenrath, G. Brueckner, M. Andrews, O. White, M. VanHoosier, L. Floyd, L. Herring, B. Knapp, C. Pankratz, and P. Reiser, 1996: Validation of the UARS solar ultraviolet irradiances: Comparisons with the ATLAS 1 and 2 measurements. *J. Geophys. Res.*, **101**, 9541–9569.

Vergleich zweier numerischer Verfahren zur Impulsadvektion in einem dreidimensionalen mikroskaligen Strömungsmodell

A. Kniffka und T. Trautmann

Zusammenfassung

Zwei numerische Verfahren, das Upstream- und das MacCormack-Verfahren, werden im Hinblick auf ihre Eigenschaften bei der Lösung unterschiedlicher Advektionsprobleme verglichen. Das Letztere, welches eine Genauigkeit zweiter Ordnung liefert, wird in den Impulsadvektionsteil des numerischen Strömungsmodells MISKAM implementiert und anhand von Sensitivitätsstudien mit dem Upstream-Verfahren verglichen. Anschließend findet eine Modellevaluierung mit Hilfe von Datensätzen, welche am Hamburger Grenzschichtwindkanal erzeugt wurden, statt. Das Verfahren zeigt bei stabiler thermischer Modellschichtung signifikant veränderte Ergebnisse, deutlich zeigt sich die verringerte numerische Diffusion, vor allem im Bereich von Ecken und Kanten eines Hindernisses.

Summary

Two numerical schemes are compared concerning their numerical abilities when solving different advection problems. MacCormack's scheme which is of second order accuracy is implemented in the numerical flow model MISKAM in order to calculate the advection of momentum. It is compared to the upstream scheme with the help of sensitivity studies and with a model evaluation using wind tunnel data from the University of Hamburg. The scheme shows for stable thermal stratification significant differences near the edges of obstacles that result mainly from the reduced numerical diffusion which was the major problem when using the upstream scheme.

1 Einleitung

Zur numerischen Lösung der Advektionsgleichung eignen sich viele verschiedene numerische Verfahren. Welches Lösungsverfahren die besten Ergebnisse erzielt, hängt vom jeweiligen Problem und der gewünschten Genauigkeit ab. Im mikroskaligen Strömungs- und Ausbreitungsmodell MISKAM wurde das Upstream-Verfahren genutzt, welches eine Genauigkeit erster Ordnung in Raum und Zeit besitzt. Es benötigt wenig Rechenzeit, ist stabil und positiv definit. Der entscheidende Nachteil bei diesem Verfahren ist die sehr stark ausgeprägt numerische Diffusion. Der Transport einer bestimmten Größe über eine lange Simulationszeit bzw. -strecke wird damit zu einem Problem. Eine Verbesserung sollte das MacCormack-Verfahren liefern. Dies ist ein Schema, welches für die numerische Lösung der Navier-Stokes Gleichung von MacCormack (1969) entwickelt wurde. Es ist in zweiter Ordnung in Raum und Zeit genau und zeigt kaum numerische Diffusion (Wendt, 1992).

Beide Verfahren werden zunächst in einer vom Modell MISKAM losgelösten Studie auf ihre numerischen Eigenschaften hin untersucht und verglichen. Anschließend wird das MacCormack-Verfahren in MISKAM mittels Sensitivitätsstudien getestet. Im Weiteren werden die Modellergebnisse auch mit Meßdatensätzen aus dem Grenzschichtwindkanal in Hamburg verglichen.

Die neu simulierten Windfelder weisen eine verbesserte Simulation der Strömungen um Ecken und Kanten der Testgebäude auf, insbesondere Wirbel werden besser aufgelöst.

2 Das Modell

MISKAM wurde als dreidimensionales Strömungs- und Ausbreitungsmodell entwickelt (Eichhorn, 1989). Die Grundlage bilden die Bewegungsgleichungen, welche unter Verwendung der Boussinesq-Approximation gelöst werden. Der turbulente Charakter der Strömung wird durch die E- ϵ -Turbulenzschließung modelliert, s. dazu Eichhorn (1996). Im Modell werden aufgrund der geringen Ausdehnung des Simulationsgebietes die Corioliskraft und der Auftrieb vernachlässigt. Massenerhaltung läßt sich mittels eines Poisson-solvers zur Bestimmung der Druckstörungen erreichen. Dieser Stördruck wird durch das Splitting-Verfahren nach Patrinos und Kistler (1977) bestimmt. Die Modellgleichungen des Strömungsteils in MISKAM lauten:

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_j u_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[K_m \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} \quad (2)$$

Hierbei sind die u_i ($i = 1,2,3$) die kartesischen Komponenten des Windgeschwindigkeitsvektors, K_m der Austauschkoefizient für den Impuls, ρ die Dichte der Luft und p der Luftdruck. Nachdem der Strömungsteil des Programms abgearbeitet ist, folgt der Ausbreitungsteil. In diesem wird die Transportgleichung für chemisch inerte Tracerstoffe gelöst:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial u_i c}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[K_h \frac{\partial c}{\partial x_j} \right] + Q_c \quad (3)$$

Es sind c die Massenkonzentration des Tracers, K_h der Wärmeaustauschkoefizient und Q_c die Quelle des Tracers. Während der Simulation kommen verschiedene numerische Verfahren zum Einsatz:

Die Diffusionsgleichungen für sowohl den Impuls als auch die Massenkonzentration werden mit dem Alternate-Direction-Implicit-Verfahren nach Douglas und Rachford (1956) gelöst. Der Massentransport läßt sich durch das positiv definite Smolarkiewicz-Verfahren bestimmen (Smolarkiewicz, 1984).

Die Poissongleichung des aus der Boussinesq-Approximation resultierenden Stördruckes wird durch ein Successive-Overrelaxation-Verfahren gelöst. Die für diesen Beitrag relevante Impulsadvektion wird entweder durch das klassische Upstream-Verfahren oder durch das diffusionsarme MacCormack-Verfahren bestimmt. Die beiden Möglichkeiten werden im Folgenden näher erläutert.

3 Upstream- und MacCormack-Verfahren

In den vorigen Versionen von MISKAM wurde die Advektion des Impulses ausschließlich mittels des Upstream-Verfahrens berechnet. Dieses Verfahren neigt jedoch dazu, aufgrund der recht großen numerischen Diffusion Strömungsmuster sehr stark zu glätten.

Das MacCormack-Verfahren hingegen, welches zunächst einen Rechenschritt entsprechend dem Upstream-Verfahren ausführt, reduziert mittels eines Korrektorschrittes die künstliche Diffusion.

Deshalb ist das Verfahren besonders gut geeignet, um in MISKAM verwendet zu werden. Da dieses Verfahren auf dem Upstream-Verfahren aufbaut, wird zunächst das Letztere beschrieben. Dazu betrachte man die Advektionsgleichung einer vektoriellen Größe Ψ :

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \Psi) = 0 \quad (4)$$

Die hyperbolische Form erhält die Differentialgleichung durch die Inkompressibilitätsbedingung $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$. Aus Gründen der besseren Übersicht werden im weiteren Ψ und \mathbf{v} als Skalare betrachtet, eine detaillierte Darstellung der Verfahren in drei Dimensionen, so wie sie in MISKAM verwendet werden, findet sich bei Kniffka (2002). Die Diskretisierung der Gleichung

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + u \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0 \quad (5)$$

erfolgt nun mit Hilfe zweier Taylorentwicklungen mit denen man diskrete Ausdrücke für die partiellen Ableitungen nach der Zeit und dem Ort findet. Aufgelöst nach der gesuchten Größe zum neuen Zeitschritt ergibt sich:

$$\psi_i^{n+1} = \psi_i^n + \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right)_i^n \cdot \Delta t \quad (6)$$

mit $\Delta t = t^{n+1} - t^n$. Dabei ergeben sich durch die Berücksichtigung der Strömungsrichtung zwei Fälle für die Ableitung $\left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right)_i^n$:

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right)_i^n = \begin{cases} -u_i^n \frac{\psi_i^n - \psi_{i-1}^n}{x_i - x_{i-1}} & \text{für } u \geq 0 \\ -u_i^n \frac{\psi_{i+1}^n - \psi_i^n}{x_{i+1} - x_i} & \text{für } u < 0 \end{cases} \quad (7)$$

Es werden immer die „windaufwärts“ gelegenen Punkte für die Differenzenbildung benutzt. Weht der Wind zum Beispiel bei einem eindimensionalen Problem in die negative x-Richtung, besteht die Differenz aus $(\psi_{i+1} - \psi_i)$, bei Wind in der positiven x-Richtung ist es gerade umgekehrt.

Das MacCormack-Verfahren beruht auf denselben Diskretisierungsmethoden, aber es ist ein Zweischrittverfahren, das heißt, die zeitliche Integration zur Lösung der betrachteten Differentialgleichung wird mit Hilfe eines Prädiktor- und eines nachfolgenden Korrektorschrittes bestimmt (s. auch Anderson, 1972).

Wieder wird von Gleichung (3) ausgegangen. Das Verfahren ist explizit in der Zeit und der Prädiktor ψ^* an der Stelle i zum Zeitpunkt n+1 lautet:

$$\psi_i^{*n+1} = \psi_i^n + \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right)_i^n \cdot \Delta t \quad (8)$$

mit

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right)_i^n = -u_i^n \cdot \frac{\psi_{i+1}^n - \psi_i^n}{\Delta x} \quad (9)$$

und $\Delta x = x_{i+1} - x_i$.

Anschließend wird entsprechend der Korrektorschritt ausgeführt:

$$\psi_i^{**n+1} = \psi_i^* + \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right)_i^{*n+1} \cdot \Delta t \quad (10)$$

mit

$$\left(\frac{\partial\psi}{\partial t}\right)_i^{*n+1} = -u_i^{*n+1} \cdot \frac{\psi_i^{*n+1} - \psi_{i-1}^{*n+1}}{\Delta x} \quad (11)$$

und $\Delta x = x_i - x_{i-1}$.

Der korrigierte Wert zum neuen Zeitschritt lautet dann:

$$\begin{aligned} \psi_i^{n+1} &= \psi_i^n + \frac{1}{2} \cdot \left(\left(\frac{\partial\psi}{\partial t}\right)_i^n + \left(\frac{\partial\psi}{\partial t}\right)_i^{*n+1} \right) \cdot \Delta t \\ &= \frac{1}{2} \cdot (\psi_i^n + \psi_i^{*n+1}) \end{aligned} \quad (12)$$

Es wird also zunächst eine Lösung der Differentialgleichung zum neuen Zeitpunkt anvisiert und im zweiten Schritt korrigiert. Beide Schritte einzeln haben lediglich eine Genauigkeit von erster Ordnung. Es läßt sich jedoch zeigen, daß aus der Kombination dieser Schritte eine Genauigkeit zweiter Ordnung entsteht, s. dazu Kapitza (1987).

Zusätzlich wird in das Verfahren eine Berücksichtigung der Windrichtung entsprechend dem zuvor verwendeten Upstream-Verfahren eingefügt. Damit wird der Prädiktor zum Downstreamschritt und der Korrektor zu einem Upstreamschritt.

Erste numerische Versuche zeigten eine Asymmetrie in den berechneten Windfeldern. Diese Asymmetrie entsteht durch eine Anhäufung von Rundungsfehlern, vertauscht man jedoch zyklisch die Abarbeitung in die drei Raumrichtungen, verschwinden die Asymmetrien. Bei drei Raumrichtungen und zwei Schrittarten ergeben sich acht Möglichkeiten der zyklischen Vertauschung.

3.1 Randbedingungen und Stabilität

Eine Modellsimulation mit MISKAM ist dann beendet, wenn sich die angenommene Stationarität der äußeren Atmosphäre auf die Modellatmosphäre übertragen hat und sich auch dort die Zustandsvariablen zeitlich nicht mehr ändern. Modellrechnungen mit sowohl dem Upstream- als auch dem MacCormack-Verfahren bleiben stabil, wenn das CFL-Kriterium zur Bestimmung der Größe eines Zeitschrittes beachtet wird. Für die Größe eines Zeitschrittes gilt also:

$$\Delta t \leq \frac{|\Delta \mathbf{x}|}{|\mathbf{v}|} \quad (13)$$

Wobei \mathbf{v} der Geschwindigkeitsvektor und \mathbf{x} der Ortsvektor ist.

Die Randbedingungen ergeben sich aus der Vorgabe der Stationarität der das Modellgebiet umgebenden Atmosphäre, die Werte werden als zeitlich konstant angenommen. Zusätzlich stellt man die Bedingung der horizontalen Homogenität, das heißt, die Ortsableitungen einer Größe sind an den Rändern gleich Null. An den Ausströmrändern des Modellgebietes sollen entstandene Störungen ungehindert austreten können. Dazu müssen die Normalkomponenten der an den Außenflächen tangentialen Windkomponenten verschwinden:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_{x=X} &= \left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)_{x=X} = 0 \\ \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=Y} &= \left(\frac{\partial w}{\partial y}\right)_{y=Y} = 0 \end{aligned} \quad (14)$$

4 Untersuchung der numerischen Eigenschaften der beiden Verfahren

Bevor das MacCormack-Verfahren in MISKAM implementiert wird, sollen die numerischen Eigenschaften des Verfahrens und die des Upstream-Verfahrens genauer untersucht werden, um einen Aufschluß über die zu erwartenden Veränderungen beziehungsweise Verbesserungen zu erhalten.

Bei diesem Test ist es notwendig, daß die beiden Verfahren losgelöst vom eigentlichen Modell MISKAM betrachtet werden können, denn es darf keine Wechselwirkung mit den anderen numerischen Verfahren, welche sich ebenfalls in MISKAM befinden, stattfinden. Eine solche Wechselwirkung mit anderen Verfahren würde einen Vergleich des ursprünglichen Upstream-Verfahrens mit dem MacCormack-Verfahren erschweren.

4.1 Rotation im Windfeld

Es wird ein Test in zwei Dimensionen durchgeführt, bei dem ein solider Körper in einem rotationssymmetrischen Strömungsfeld advehiert wird.

In dem Modell befinden sich nur die Transportgleichung und das jeweils verwendete numerische Schema. Zusätzlich müssen die Randbedingungen und die Zeitschrittbestimmung zur Erhaltung der Stabilität festgelegt werden.

Danach wird eine Anfangsverteilung in bestimmter Form einer zu advehierenden Größe festgelegt, in diesem Fall ist die Verteilung gaussbergförmig und befindet sich in einem zweidimensionalen Gitter. Das advehierende Windfeld ist in diesem Test rotationssymmetrisch mit dem Rotationszentrum in der Mitte des Gitters, das heißt, das Anfangsfeld wird mit der Zeit im Kreis um den Drehpunkt transportiert. Die genauen Daten sind für diesen Test:

Gitter:	101 x 101 Gitterpunkte
	$\Delta x, \Delta y = 1$
Windfeld:	$u_{i,j} = -\omega \cdot (y_j - y_0)$
	$v_{i,j} = \omega \cdot (x_i - x_0)$
	$(x_0, y_0) = (51, 51)$
	$\omega = 0.1$
Zeitschritt:	$\Delta t = 0.1$
Gaussberg:	s. Abb. 1

Der Gaussberg wurde zu Beginn, wie in Abb. 1 zu sehen ist, an der Stelle $(x_i, y_i) = (26, 20)$ platziert. Er ist maximal 2500 Einheiten hoch und in x- und y-Richtung 19 Gitterzellen breit. Die analytische Beschreibung der Kurve lautet:

$$f(x, y) = a \cdot e^{-b^2(x^2+y^2)}$$

mit $a = 2500$ und $b = 0.175$.

Angenommen es gäbe keinen numerischen Fehler, sollte sich der Berg durch den Transport um den Drehpunkt nicht verändern, weder die Form noch die Beträge in den einzelnen Gitterzellen, da keine Diffusion in der diskretisierten Gleichung enthalten ist. Stellen sich doch diffusive Effekte oder andere Veränderungen ein, so ist dies allein auf die numerischen Verfahren zurück zu führen.

Zunächst werden die Ergebnisse der Simulation mit dem MacCormack-Verfahren darge-

Anfangsfeld

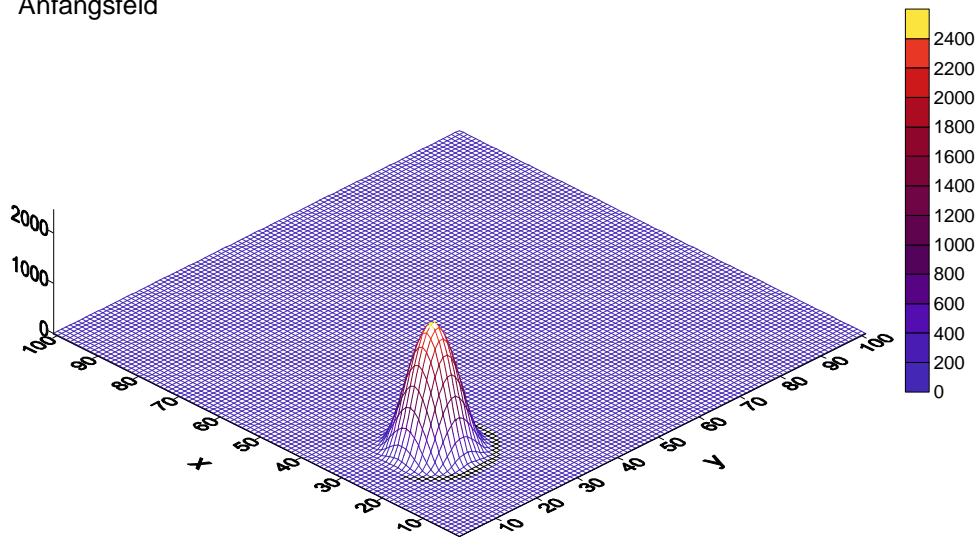


Abbildung 1: Anfangsverteilung einer beliebigen Größe

Advektion mit MacCormack-Verfahren nach 157 Zeitschritten

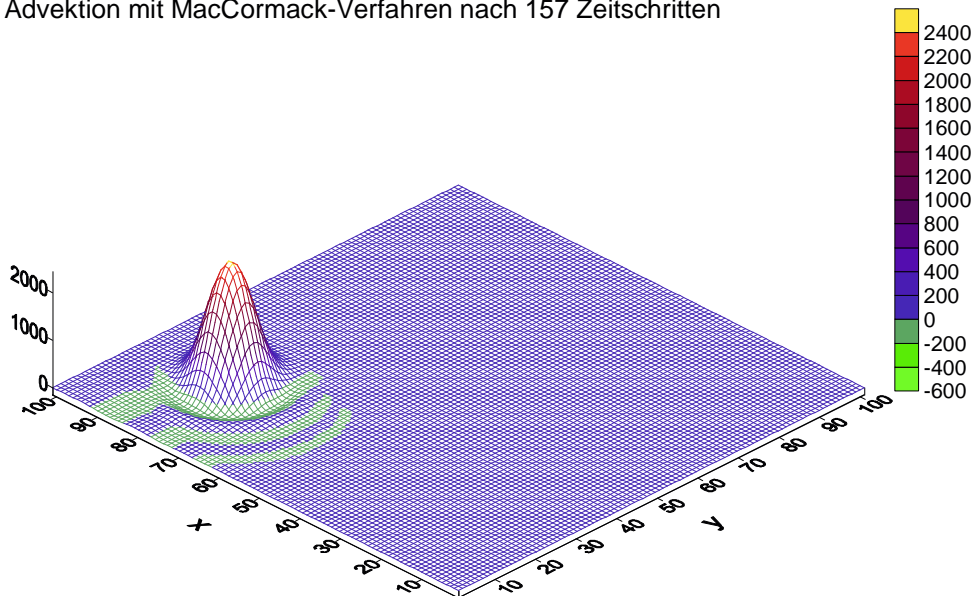


Abbildung 2: Mit dem MacCormack-Verfahren advehierter Gaussberg nach einer viertel Umdrehung

Advektion mit MacCormack-Verfahren nach 314 Zeitschritten

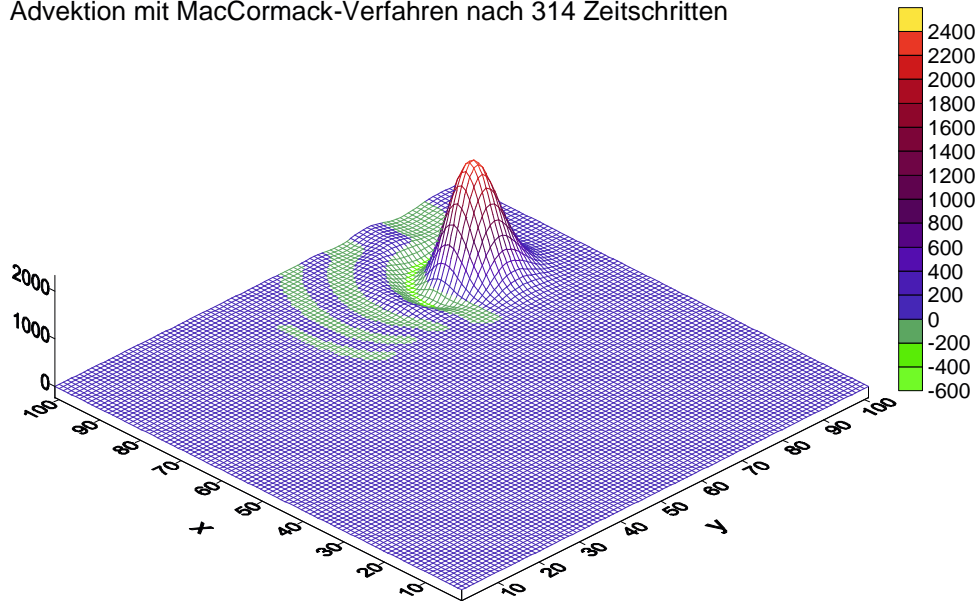


Abbildung 3: Gaussberg nach einer halben Umdrehung mit Hilfe des MacCormack-Verfahrens

stellt. Nach einer viertel Umdrehung behält der Berg seine Form, die Anfangshöhe (2500 Einheiten) wird nahezu beibehalten (2467 Einheiten), siehe Abbildung 2. Ein leichtes Verbreitern im Lee des Berges ist jedoch festzustellen, das heißt also, die Verteilung ist nicht mehr vollständig symmetrisch. Es scheint, als wäre aus den einzelnen Zellen mehr als der vollständige Betrag der simulierten Größe heraus transportiert worden. In Bewegungsrichtung des Berges sind kleinere Oszillationen erkennbar.

Abbildung 3 zeigt den Gaussberg nach einer halben Umdrehung. Die Form des Gaussberges bleibt weiterhin im Wesentlichen erhalten, die Abflachung ist auf 2363 Einheiten fortgeschritten und auf der windabgewandten Seite hat sich der Berg leicht verbreitert. Die von der Numerik ausgelösten Oszillationen sind ein wenig stärker geworden.

An der leicht gebogenen Form der Oszillationen läßt sich erkennen, daß deren Lage von der Richtung des transportierenden Windfeldes abhängig ist. Sie sind auf der Bewegungslinie des Gaussberges am ausgeprägtesten, zu den Seiten klingen sie schnell ab.

In Abb. 4 ist die Verteilung nach einer zweifachen Rotation durch die Simulationsfläche zu sehen. Nach dieser langen Simulationsdauer ist der Berg etwas mehr verbreitert. Dementsprechend ist die Verteilung auch um etwa ein Drittel niedriger geworden. Auch hat sich die Asymmetrie weiter verstärkt.

Die Oszillationen um den Gaussberg sind noch etwas stärker geworden und breiten sich über eine größere Fläche im Modellgebiet aus.

Im Bereich der Ränder des Modellgebietes entstehen Knicke in den Oszillationen, die allerdings nicht auf das verwendete Schema, sondern eher auf die einfach gehaltenen Randbedingungen zurückzuführen sind. Es sind keine Änderungen in der Nähe der y-Achse von der Ausbreitungsrichtung möglich, die Wellen können sich nur entlang der y-Achse ausbreiten. Dies ergibt sich aus der Forderung:

$$\frac{\partial f(x, y)}{\partial y} = 0$$

Advektion mit dem MacCormack-Verfahren nach 1256 Zeitschritten

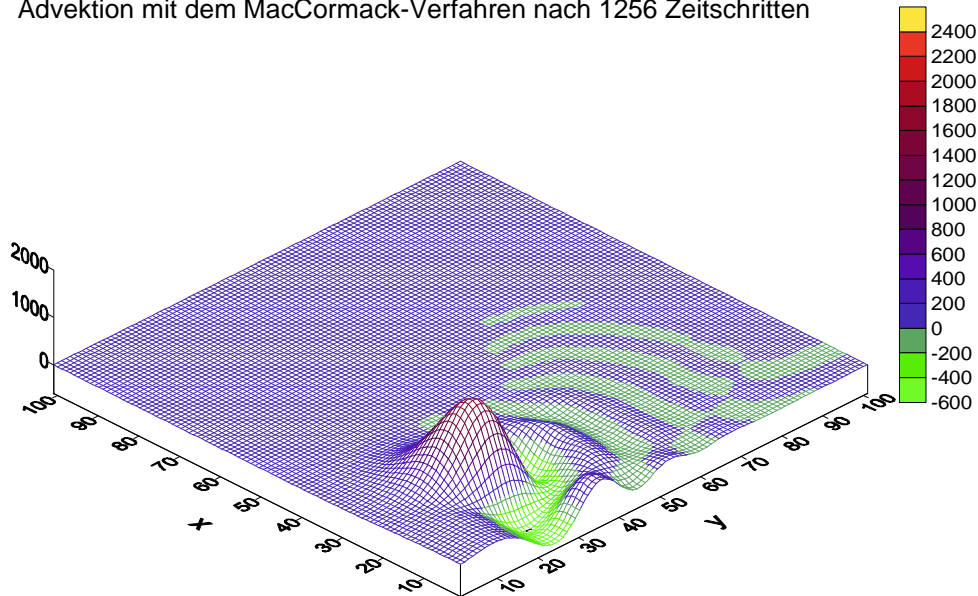


Abbildung 4: Nach zwei Umdrehungen der advehierten Größe mit MacCormack-Verfahren

an den Kanten $x = 0$ und $x = 101$.

Auch an der Kante $y = 101$ läßt sich ein solcher Knick beobachten. Hier gelten die gleichen Bedingungen.

Zum Vergleich wird mit Hilfe der nächsten Abbildungen das Verhalten des Upstream-Verfahrens gezeigt. Es wurden wieder dieselben Anfangsbedingungen und Parameter gewählt. Nach einer viertel Umdrehung ergibt sich Abbildung 5: Hier ist sehr deutlich die starke Diffusivität des Upstream-Verfahrens zu erkennen, denn der Gaussberg fließt schon nach so kurzer Simulationszeit sehr stark auseinander, das Maximum liegt nur noch bei 928 Einheiten. Die Symmetrie des Berges bleibt aber beim Transport erhalten.

Die Effekte verstärken sich dramatisch nach einer halben Umdrehung, s. Abb. 6.

Nun ist der Gaussberg schon so viel flacher geworden, daß er kaum noch mit der Anfangsverteilung vergleichbar ist. Das MacCormack-Verfahren zeigte nach dieser Simulationszeit eine Verkleinerung von lediglich 5.5%. Oszillationen treten auch hier keine auf, da das Schema positiv definit ist.

Nach zwei vollständigen Umdrehungen, siehe Abb. 7, ist der Gaussberg fast vollständig verschwunden, der höchste Wert beträgt noch 135 Einheiten.

Erwartungsgemäß hat die MacCormack-Methode besser abgeschnitten als das Upstream-Verfahren. Ausschlaggebend hierbei ist die weitgehende Erhaltung der Höhe des Gaussberges. Die starke Verringerung der numerischen Diffusion durch das MacCormack-Verfahren rechtfertigt auf jeden Fall seine Implementierung in MISKAM.

Welche Veränderungen auftreten, wenn man die Advektion der Windgeschwindigkeit in MISKAM mit dem MacCormack-Verfahren berechnet, läßt sich nur durch Sensitivitätsstudien zeigen, da Wechselwirkungen mit den anderen in MISKAM enthaltenen numerischen Verfahren auftreten, die im voraus nicht erfassbar sind, z. B. durch die Turbulenzparametrisierung.

Advektion mit dem Upstream-Verfahren nach 157 Zeitschritten

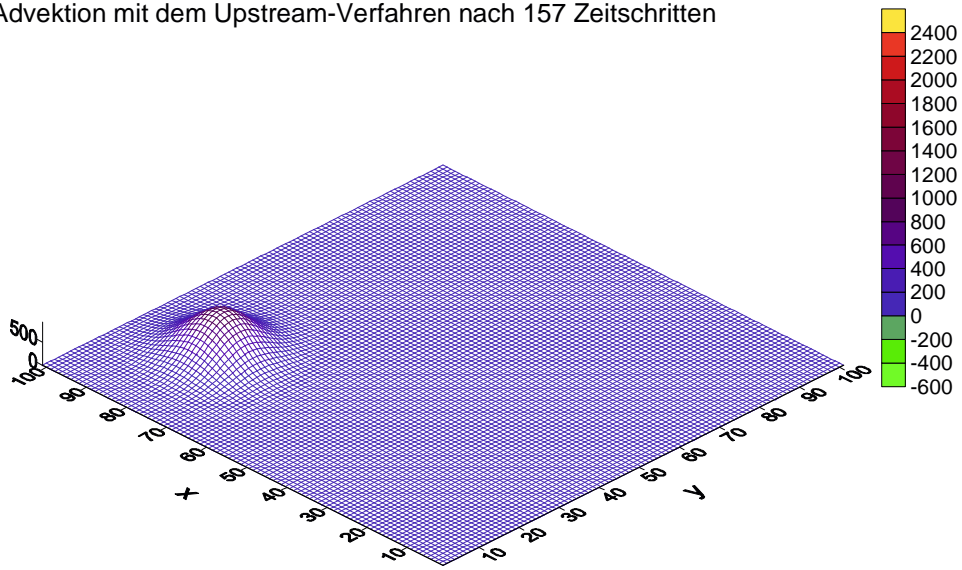


Abbildung 5: 1/4 Umdrehung der advehierten Größe mit Upstream-Verfahren

Advektion mit dem Upstream-Verfahren nach 314 Zeitschritten

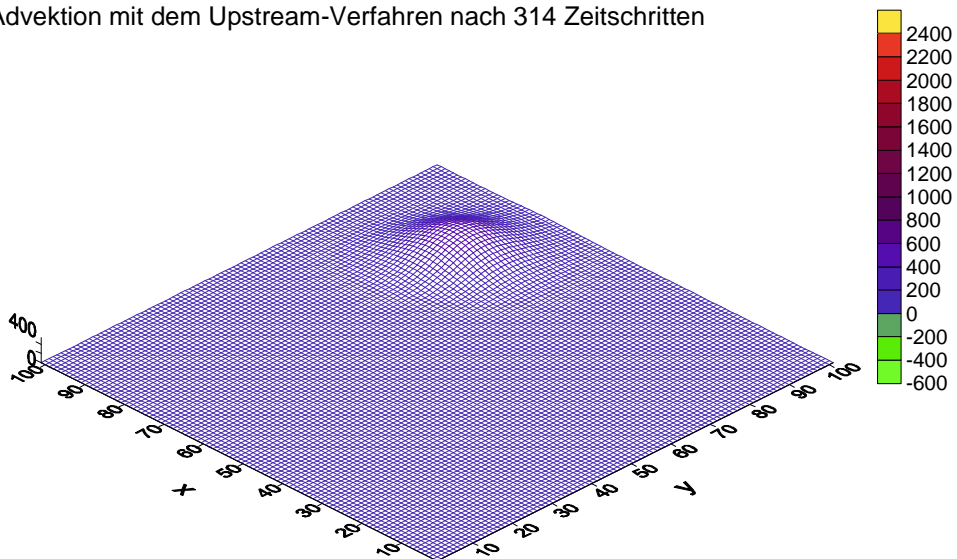


Abbildung 6: 1/2 Umdrehung der advehierten Größe mit Upstream-Verfahren

Advektion mit dem Upstream-Verfahren nach 1256 Zeitschritten

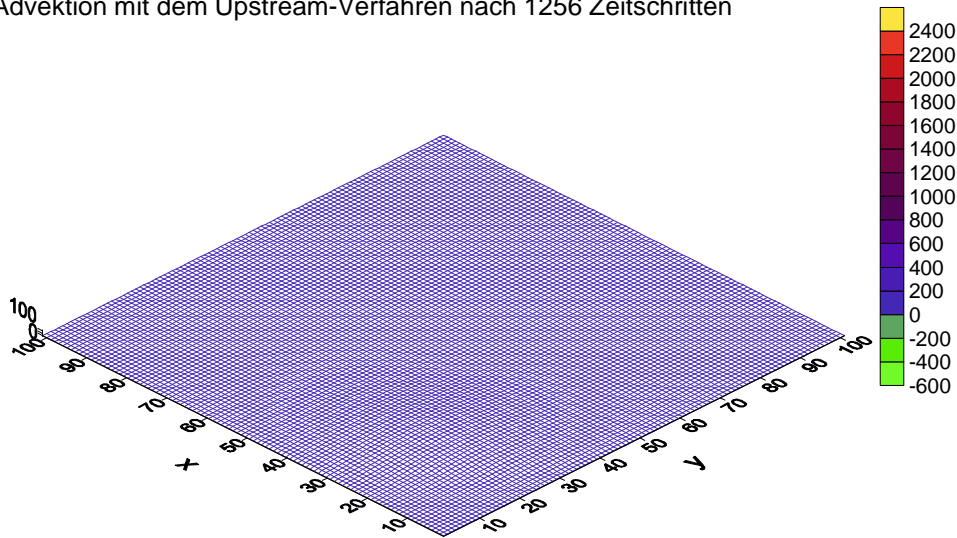


Abbildung 7: Gaussberg nach zwei Umdrehungen mit Hilfe der Upstream-Methode

5 Ergebnisse

Mit dem modifizierten Modell MISKAM wurden verschiedene Tests durchgeführt. Zunächst wurden die ursprüngliche Upstream- und die veränderte MacCormack-Version verglichen und zwar anhand von Umströmungen einfacher geometrischer Anordnungen, anschließend wurde das Modell mit Hilfe von Meßdatensätzen aus einem Grenzschichtwindkanal evaluiert.

5.1 Vergleich der Modellversionen

Zunächst sollen die Unterschiede zwischen den Modellen an möglichst einfachen Fällen dargestellt werden. Bei simpleren Anordnungen sind die Unterschiede, welche sich aus der Verwendung der verschiedenen Rechenverfahren ergeben, leichter zu erkennen.

Im ersten Test wird ein quaderförmiges Gebäude umströmt. Das Modellgebiet wurde quadratisch gewählt, mit einer Grundfläche von $120 \times 120 \text{ m}$, die Auflösung beträgt 4 m pro Gitterzelle. Das Gebiet ist 60 m bzw. 15 Gitterzellen hoch. Das Gebäude befindet sich in der Mitte des Modellgebietes und ist 32 m lang und breit und 28 m hoch. Die Rauigkeitslänge wird auf $z_0 = 0.1 \text{ m}$ gesetzt, das entspricht der Rauigkeit der Wände und des Gebäudedaches. Auf diese Weise wird ein Teil der Strömungseffekte, die nicht nur durch die veränderte Advektion verursacht sind, ausgeschlossen. Mit dieser einfachen Annahme ist die bessere Vergleichbarkeit der Modellversionen gewährleistet. Die Anströmung beträgt 1 m/s aus negativer x-Achsenrichtung, dabei sei die Atmosphäre neutral geschichtet.

Dargestellt ist in den Abbildungen 8 und 9 die u-Komponente der Geschwindigkeit in einem horizontalen Schnitt bei $z = 2 \text{ m}$.

Man erkennt deutlich die Veränderungen der Strömungsform an den dem Wind zugewandten Kanten des Gebäudes. Die stärkere Drängung der Isolinien zeigt die Ausbildung eines größeren Geschwindigkeitsgradienten durch das MacCormack-Verfahren. An den Flanken des Quaders treten negative Geschwindigkeitswerte auf, es werden hier also Rückströmungen modelliert, die das Upstream-Verfahren nicht liefert. Auch an der dem Wind

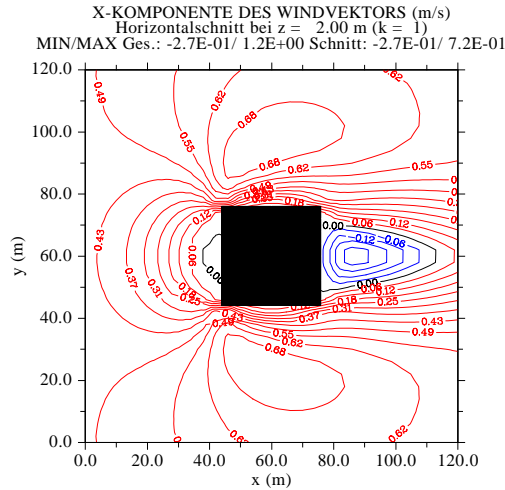


Abbildung 8: Komponente u der Strömung um einen Quader, Upstream-Verfahren, neutrale Schichtung

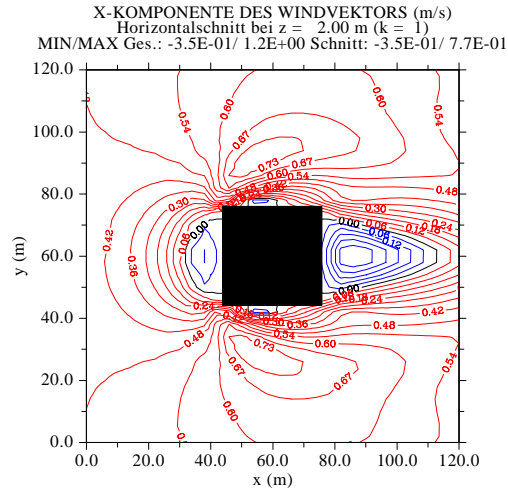


Abbildung 9: Komponente u der Strömung um einen Quader, MacCormack-Verfahren, neutrale Schichtung

zugewandten Seite des Gebäudes entstehen Rückströmungen bei Simulation mit dem MacCormack-Verfahren, aber nicht, wenn das Upstream-Verfahren verwendet wird. Im Lee des Hindernisses entstehen bei beiden Modellversionen Rückströmungen, jedoch sind sie beim MacCormack-Verfahren stärker ausgebildet, das heißt, sie reichen weiter entlang der x-Achse sind aber nicht breiter (normal zur Hauptströmungsrichtung). Insgesamt werden mit dem MacCormack-Verfahren größere maximale und minimale Werte berechnet. Dieses Verhalten der Strömung deutet darauf hin, daß tatsächlich der numerische Diffusionseffekt des Upstream-Verfahrens durch das MacCormack-Verfahren verringert wird. Besonders interessant ist in diesem Fall die Betrachtung der Abbildungen 10 und 11. Zu sehen ist hier ein vertikaler Schnitt durch die Mitte des Gebäudes entlang der x-Achse. Dargestellt sind diesmal die Windgeschwindigkeitsvektoren. Vor dem Gebäude bildet sich in der Simulation mit dem MacCormack-Verfahren ein kleiner Wirbel aus, dieser tritt bei Verwendung des Upstream-Verfahrens überhaupt nicht auf.

5.1.1 Stabile Schichtung

Insgesamt zeigten sich bei den vorangegangenen Tests keine sehr signifikanten Änderungen in der Ausbildung des Windfeldes, denn größere Gradienten im Windfeld haben auch immer eine verstärkte Turbulenzmodellierung zur Folge, was wiederum zu einer Glättung der Gradienten führt. Deshalb wurde im nächsten Versuch die thermische Schichtung der Atmosphäre stabil gehalten. Dadurch wird der Effekt des Modellblocks für Turbulenz stark reduziert. Ebenfalls zu erwarten sind eine Abschwächung des Vertikalwindes und eine Verstärkung der horizontalen Umströmungseffekte, was ebenfalls eine Verdeutlichung der Modellunterschiede bewirken sollte.

Die einzige Änderung im Vergleich zum Test davor ist also die Stabilität der Schichtung, der Temperaturgradient beträgt 1 Kelvin pro 100 Meter, alle anderen meteorologischen Parameter sowie die Modellkonfiguration bleiben gleich.

Bei beiden Modellvarianten tritt nun ein deutlich verändertes Strömungsbild ein. Die Beträge der Geschwindigkeitskomponente u sind größer geworden, die Form der Strömung hat sich insofern verändert, als daß die Rückströmung hinter dem Gebäude viel weiter

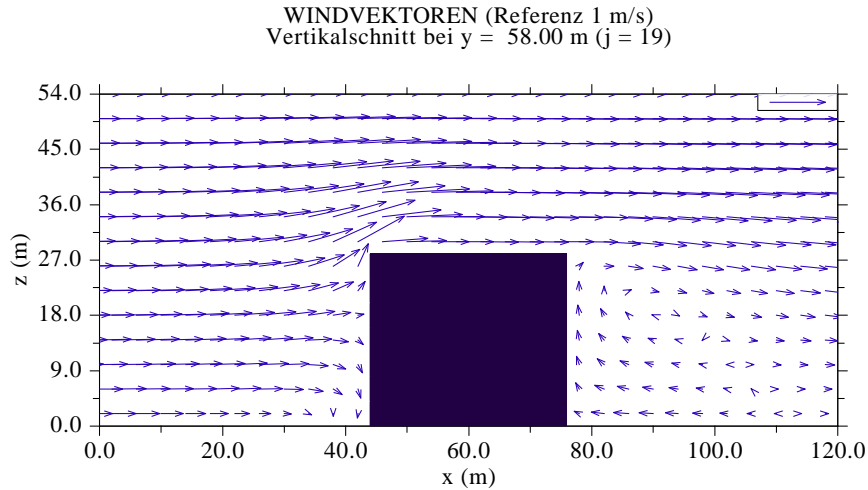


Abbildung 10: Vektordarstellung der Strömung um einen Quader durch die MISKAM-Version mit Upstream-Verfahren, durch die Hindernismitte, neutrale Schichtung

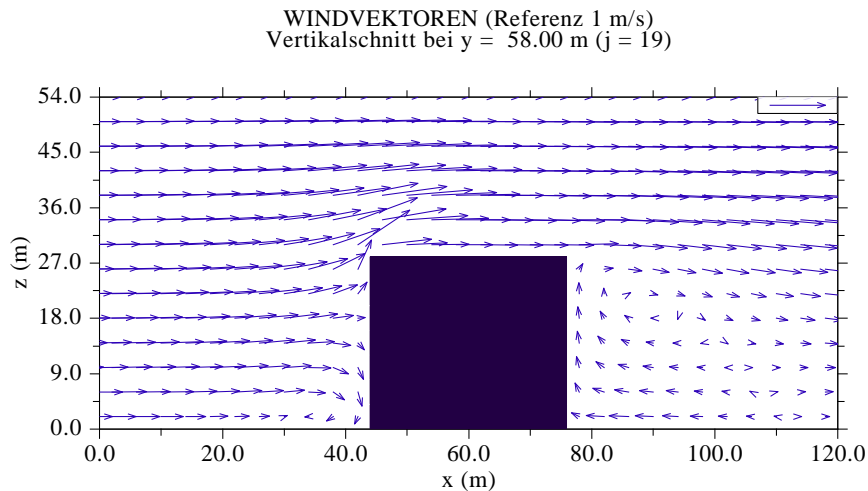


Abbildung 11: Vektordarstellung der Strömung um einen Quader durch die MISKAM-Version mit MacCormack-Verfahren, durch die Hindernismitte, neutrale Schichtung

in das Modellgebiet hinein reicht. Die Teilung der Strömung vor dem Gebäude hat sich verstärkt.

Tatsächlich sind die Unterschiede zwischen den Modellversionen größer geworden. Insgesamt sind die maximalen und die minimalen Komponenten von u in der MacCormackmodellversion verstärkt. Vor allem in den Gebieten seitlich des Hindernisses treten deutlich höhere Werte für u auf, ca. 0.3 m/s mehr als in der ursprünglichen Modellversion. Der Bereich der Rückströmungen im Lee des Gebäudes ist in Abbildung 13 etwas kürzer als in Abbildung 12, jedoch ist das Minimum von u kleiner. Die größeren Geschwindigkeitsgradienten der MacCormack-Version rühren von den erhöhten Strömungsgeschwindigkeiten seitlich des Würfels her. Im Luv des Gebäudes dehnt sich der Bereich mit negativen Werten der Komponente u deutlich aus, auch werden deren Beträge um bis zu 0.34 m/s erhöht.

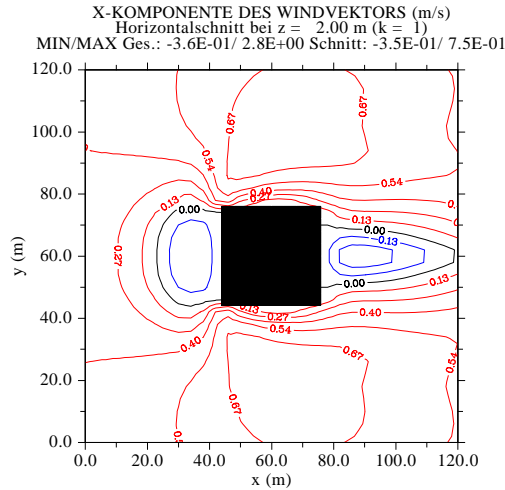


Abbildung 12: Strömung um einen Quader bei stabiler Schichtung, Upstream-Verfahren

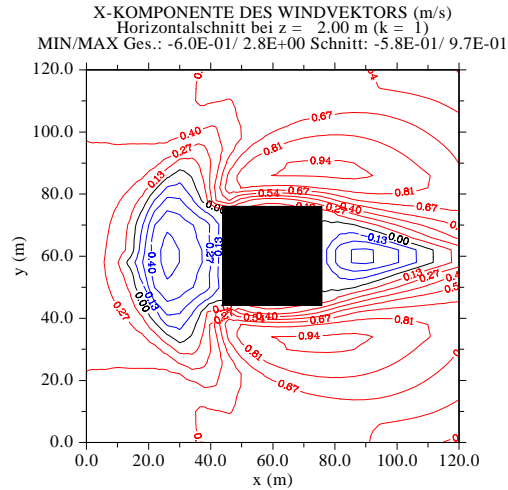


Abbildung 13: Strömung um einen Quader bei stabiler Schichtung, MacCormack-Verfahren

5.2 Modellevaluierung

Mit den ersten Modellvergleichen ließen sich einige Unterschiede der beiden Modellvarianten feststellen und beschreiben. Allerdings läßt sich so nur schwer feststellen, welche Version realistischere Ergebnisse liefert. Aufgrund dessen wurden die Ergebnisse mit Hilfe von Messungen, die im Grenzschichtwindkanal der Universität Hamburg durchgeführt wurden, evaluiert. In diesem Windkanal ist es möglich, die atmosphärischen Verhältnisse zu reproduzieren und unter kontrollierten meteorologischen Bedingungen Windfelder zu vermessen. Die meteorologischen Parameter werden entsprechend dem Reynoldsschen Ähnlichkeitsgesetz skaliert. Demnach sind Strömungen um zwei Körper geometrisch ähnlich, wenn diese Strömungshindernisse ebenfalls geometrisch ähnlich sind und die auf ähnliche Volumenelemente wirkenden Kräfte im gleichen Verhältnis zueinander stehen. Es ist für diese Evaluierung ausreichend, die Reynoldszahl Re zu beachten:

$$Re = \frac{lv}{\nu} \quad (15)$$

Es sind l die charakteristische Länge, v die Relativgeschwindigkeit zwischen Medium und Körper und ν die kinematische Viskosität des umgebenden Mediums.

Informationen zum Windkanal und verschiedene Datensätze finden sich im Internet unter: <http://www.mi.uni-hamburg.de/cedval>, oder im Forschungsbericht von Schatzmann und Leitl (2001). Hier soll nur ein Datensatz repräsentativ dargestellt werden. Als zu umströmendes Objekt wird ein Quader der Größe 100 x 150 x 125 mm in der Mitte eines 375 x 650 mm großen Meßgebietes platziert. Gemessen wurden eine horizontale Schicht in $z = 35$ mm Höhe und eine vertikale durch $y = 0$ mm. Skaliert wurde mit dem Faktor 200, das heißt also, in MISKAM entspricht der Quader einem Gebäude der Größe 20x30x25 m. Das Simulationsgitter in MISKAM wurde entsprechend skaliert so gewählt, daß möglichst viele der Meßpunkte auch Gitterpunkten entsprachen, um Rundungsfehler bei Interpolationen möglichst gering zu halten. Im Windkanal wurde bei neutraler Schichtung gemessen, die Modellrauhigkeitslänge betrug 0.007 m. Die charakteristische Länge entspricht mit 0.125 m der Gebäudelänge, die Reynoldszahl betrug 37250. Die Reibungsgeschwindigkeit der Modellgrenzschicht war 0.377 m/s.

Vergleich mit Windkanalmessung						
	Upstream-Modell			MacCormack-Modell		
	u	v	w	u	v	w
Gesamter Datensatz:						
verwendete Gitterpunkte	1186	643	543	1186	643	543
Treffer	899	582	476	912	584	479
Trefferquote	0.76	0.91	0.87	0.77	0.92	0.88
Frontzone:						
verwendete Gitterpunkte	204	148	56	204	148	56
Treffer	141	108	46	150	120	47
Trefferquote	0.69	0.73	0.82	0.74	0.81	0.84
Dachzone:						
verwendete Gitterpunkte	66	0	66	66	0	66
Treffer	42	0	41	49	0	42
Trefferquote	0.64	0.00	0.62	0.74	0.00	0.64
Nachlaufzone:						
verwendete Gitterpunkte	324	206	118	324	206	118
Treffer	169	193	91	167	185	92
Trefferquote	0.52	0.94	0.77	0.52	0.90	0.78

Tabelle 1: Evaluierung nach VDI-RL 3783/9

In MISKAM werden die Parameter entsprechend angepaßt, mit ebenfalls neutraler Schichtung, die Rauheitslänge sei 0.14 m (entspricht etwa 5 % der charakteristischen Länge), die Anströmgeschwindigkeit beträgt 1 m/s in der entsprechenden Höhe, in welcher im Windkanal die Referenzgeschwindigkeit gemessen wurde (Normierung entfällt). Nun werden zwei Simulationen durchgeführt, eine mit dem ursprünglichen MISKAM und eine mit der MacCormack-Version des Modells. Die Resultate werden im Folgendem nach einem VDI-Richtlinienentwurf ausgewertet, denn die Qualität eines Stadtklimamodells soll sich demnächst anhand dieser Richtlinie beurteilen lassen. Erste Evaluierungen anhand dieser Richtlinie finden sich bei Schlünzen (2002) und Grawe (2002). Zur Charakterisierung des Modells wird mit Meßdaten verglichen, mit den erhaltenen Datensätzen werden „Trefferquoten“ ausgerechnet. Eine meteorologische Variable gilt an einen Punkt im Modellgebiet als gut simuliert, wenn eine der beiden folgenden Kriterien erfüllt ist: entweder muß die relative Abweichung zum Meßwert weniger als 25% betragen, oder die absolute Abweichung muß kleiner als 0.07 sein. Die relative Abweichung ist hierbei die absolute Abweichung normiert mit der simulierten Größe. Ein Modell liefert nach dieser Richtlinie ein gutes Ergebnis, wenn mindestens zwei Drittel aller Vergleichspunkte als gut bewertet werden.

Wie man in Tabelle 1 sieht, erhält man mit implementiertem MacCormack-Verfahren eine leicht erhöhte Trefferquote, vor allem die u-Komponente der Windgeschwindigkeit wird besser modelliert, in der Frontzone vor dem Gebäude ist die Verbesserung in allen drei Komponenten am größten. Dieses Ergebnis bestätigt die frühere Beobachtung, daß z. B. Wirbel vor dem Gebäude besser aufgelöst werden können. Verschärft man die oben genannten Kriterien auf zum Beispiel 15% relative Abweichung und 0.01 absolute, fällt das Ergebnis deutlicher zugunsten des MacCormack-Verfahrens aus. Trotzdem sind die Unterschiede zwischen den beiden Modellvarianten nicht sehr signifikant.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit werden zwei numerische Verfahren zur Lösung verschiedener Advektionsprobleme mit MISKAM verglichen. Das Upstream- und das MacCormack-Verfahren werden in einer Studie auf ihre numerischen Eigenschaften hin untersucht. Erwartungsgemäß zeigt sich, dass das MacCormack-Verfahren wesentlich weniger diffusiv ist, als das Upstream-Verfahren. Jedoch treten Oszillationen auf, die zwar nicht sehr stark sind,

aber dennoch einen Fehler verursachen. Falls eine größere Genauigkeit gewünscht ist, die aber höhere Rechenzeiten erfordert, ist es möglich, die Oszillationen bis zu einem gewissen Grade herauszufiltern, womit das Verfahren eindeutig verbessert würde. Eine Möglichkeit findet sich bei Finlayson (1992). An dieser Stelle wird jedoch auf die Filtrung verzichtet, da die Auswirkungen des originalen Verfahrens in MISKAM untersucht werden sollen. Anschließend werden zwei Sensitivitätsstudien mit MISKAM mit den implementierten Verfahren durchgeführt. Dabei wird die Umströmung eines Quaders bei neutraler und stabiler thermischer Schichtung untersucht. Für neutrale Schichtung unterscheiden sich die Modellergebnisse nicht sehr stark, aber dennoch werden Wirbel in der Nähe des Strömungshindernisses besser aufgelöst beziehungsweise überhaupt simuliert. Wird die Schichtung stabil gewählt, werden die Unterschiede sehr viel ausgeprägter, die simulierten Geschwindigkeitsgradienten werden wesentlich größer bei Simulation mit dem MacCormack-Verfahren. Des Weiteren werden die beiden MISKAM-Versionen mit Meßdaten der Universität Hamburg evaluiert. Dabei zeigen sich leicht bessere Übereinstimmungen der MacCormackversion mit den Daten. Bei gleichzeitiger Betrachtung der Erhöhung des Rechenaufwandes (mit dem MacCormack-Verfahren werden ja exakt doppelt so viele Schritte gerechnet) erscheint die Verbesserung im Vergleich zum Aufwand relativ gering. Einige Meßdatensätze zu Testfällen mit komplizierteren Gebäudekomplexen wären nötig, denn dort unterscheiden sich die Modellergebnisse deutlicher, wie verschiedene hier nicht diskutierte Simulationen zeigen. Ebenso wären Messungen bei stabiler Schichtung wünschenswert.

Literatur

- Anderson, D. A., 1972: A Comparison of Numerical Solutions to the Inviscid Equations of Fluid Motion, in: *J. of Comput. Phys.*, **15**, 1 - 20.
- Douglas, J. und Rachford, H., 1956: On the numerical solution of HEAT Conduction Problems in Two and Three Space Variables, in: *Trans. Amer. Mat. Soc.*, **82**, 421 - 439.
- Eichhorn, J., 1989: *Entwicklung und Anwendung eines dreidimensionalen mikroskaligen Stadtklimamodells*, Dissertation, Fachbereich Physik, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz.
- Eichhorn, J., 1996: Validation of a microscale pollution dispersal model, in: Air Pollution Modeling and its Application XI, Plenum Publishing Corporation, New York, U.S.A..
- Finlayson, B. A., 1992: *Numerical Methods for Problems with Moving Fronts*, Ravenna Park Publishing, Inc., Seattle, Washington, USA.
- Grawe, D., 2002: Comparison of MITRAS Microscale Model Results and Wind Tunnel Data, *Report, Contribution to the Annual Report 2001 of the SATURN Project*.
- Kapitza, H., 1987: *Das dynamische Gerüst eines nicht-hydrostatischen Mesoskalen-Modells der atmosphärischen Zirkulation*, Dissertation, Fachbereich Geowissenschaften, Universität Hamburg.
- Kniffka, A., 2002: *Implementierung eines diffusionsarmen Advektionsschemas in das numerische Modell MISKAM*, Diplomarbeit, Institut für Physik der Atmosphäre, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz.

- MacCormack, R. W., 1969: The Effect of Viscosity in Hypervelocity Impact Cratering, *AIAA Paper*, **69-354**.
- Patrinos, A. N. A. und Kistler, A. L., 1977: A Numerical Study of the Chicago Lake Breeze, *AIAA Boundary-Layer Meteorol.*, **12**, 93 - 123.
- Schatzmann, M. und Leitl, B., 2001: Qualitätssicherung von Modellen für die Ausbreitung von Schadstoffen in der Atmosphäre, Sichtung, Bewertung und Erzeugung von Datensätzen für die Modellvalidierung. Forschungsbericht 296 43 831, Umweltforschungsplan des Bundesministeriums für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit, Luftreinhaltung, Hamburg.
- Schlünzen, K. H., 2002: M-SYS - A Model System for Evaluating Air Quality in Different Detail, *Report, Contribution to the Annual Report 2001 of the SATURN Project*.
- Smolarkiewicz, P. K., 1984: A Fully Multidimensional Positive Definite Advection Transport Algorithm with Small Implicit Diffusion, in: *J. of Comput. Phys.*, **54**, 325 - 363.
- Wendt, J. F., 1992: *Computational Fluid Dynamics, An Introduction*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.

Radiative Transfer Modelling in Inhomogeneous Clouds by Means of the Monte Carlo Method

Sebastián Gimeno García and Thomas Trautmann

Summary

The Monte Carlo (MC) method is an effective approach to simulate the radiative transfer in an inhomogeneous cloudy atmosphere. It is based on the direct physical simulation of the extinction processes that solar and thermal photons incur when traveling through the atmosphere. A detailed description of the MC method is presented in the second chapter. A new three-dimensional Monte Carlo radiative transfer model, based on a pre-existing model (*Trautmann et al.* [1999]), has been developed. Some outstanding characteristics of this model are discussed in chapter 3. Several simulations of reflectances, transmittances, absorptances and horizontal flux densities have been performed, the results of which have been compared with worldwide accepted codes (chapter 4). The two cases selected for the radiative transfer computations were taken from the Intercomparison of 3D Radiative Codes (I3RC) project: an ARM (Atmospheric Radiation Measurements) reconstructed cloud and a 3D marine boundary layer cloud.

Zusammenfassung

Die Monte Carlo (MC) Methode ist ein effektives Verfahren, um den Strahlungstransport in einer inhomogenen bewölkten Atmosphäre zu simulieren. Es begründet sich auf der direkten Simulation der Extinktionsprozesse eines solaren oder thermischen Photons auf seinem Weg durch die Atmosphäre. Eine detaillierte Beschreibung der MC Methode erfolgt in Kapitel 2. In Kapitel 3 wird ein neues dreidimensionales MC-Strahlungstransportmodell vorgestellt, das, aufbauend auf einem schon bestehenden Modell (*Trautmann et al.* [1999]), entwickelt wurde. Mehrere Simulationen von Reflektanzen, Transmittanzen, Absorptanzen und Strahlungsflussdichten für zwei Fälle des "Intercomparison of 3D radiative Codes" projektes, nämlich eine ARM rekonstruierte Wolke und eine 3D marine Grenzschichtwolke, wurden durchgeführt, und mit den Ergebnissen anderer weltweit akzeptierten Codes verglichen.

1 Introduction

Recent research works (*Valero et al.* [1997], *Cess et al.* [1995]) have pointed out discrepancies between shortwave absorption by clouds inferred from the vertical net flux densities difference measurements and predicted by theoretical models. The traditional approach for a homogeneous plane-parallel cloud takes into account the vertical photon transfer only. In this case, absorption is only determined by vertical net flux differences, neglecting any horizontal energy transport. This is generally a rough approximation, since in reality clouds exhibit strong horizontal variability in both geometry and optical properties, inducing horizontal radiative transfer (in highly variable cloud or aerosol fields it can be of the same magnitude as that of vertical fluxes).

This discordance calls for a more realistic treatment of the atmospheric singularities in the theoretical approaches in order to throw light on the controversy opened. Many institutions and research centers, including the Institute of Meteorology of Leipzig, have

recently developed three-dimensional (3D) radiative transfer models to take the extinction field variability into consideration and to estimate the errors, when assuming 1D variability in the conventional computations.

There are basically two strategies to deal with the radiative transfer (RT) in the atmosphere:

1. numerically and/or analytically solving the integral or differential form of the radiative transfer equation (RTE), or
2. statistically and stochastically simulating the physical processes taking place between photons and atmospheric constituents (Monte Carlo Method, *Marchuk et al.* [1980]).

Both approaches have advantages and disadvantages, and the suitability of using one or the other depends on the particular case under investigation. In this paper we will focus on the description of the main characteristics of the MC method (chapter 2) as well as on some peculiarities of the Leipzig MC Model (LMCM) in the third chapter; leaving out of our discussion the RTE-solving methods.

The proliferation of independent RT models demanded a comparison of the models with each other, in order to check the validity of all of them and not induce more confusion. In 1999 began the Intercomparison of Three-Dimensional Radiative Codes (*I3RC*) project, with the goal of comparing a wide variety of 3D RT methods applied to Earth's atmosphere, with a few selected cloud fields as input, and a few selected radiative quantities as output. In chapter 4, we will present some results obtained with the LMCM for two cases of the Phase I of I3RC project, together with the results of worldwide accepted codes.

We will conclude with a few remarks about the LMCM and give an overview of the future (and present) work that will be (and is already) done in frame of the (*4DCLOUDS*) project.

2 The Monte Carlo Method

If we neglect diffraction, photons traveling through the atmosphere can only interact with the atmospheric molecules and particulates either by means of scattering or absorption. In this way, photons can only change flight direction after a scattering event. The MC method is based on the direct simulation of these physical processes.

Let us now explain in more detail the basis of the MC method. On one hand, a virtual atmosphere—with absorbing gases, cloud and aerosol fields, and the Earth's surface as the lowest boundary—is build up as the interacting medium. Then, a large number of photons are let to enter the atmosphere at the top (incoming solar photons). These photons will meet atmospheric particles during their trip, and sometimes they will talk to each other (interaction) and other times they will continue as nothing else than vacuum were in between. Photons can notice the presence of matter in different ways—molecular (Rayleigh) scattering, gaseous and particulate absorption, absorption and scattering by droplets and aerosols, etc—, and the particular one, that will actually take place, is randomly selected according to the cross sections (or extinction coefficients) of the different processes, or in other words, to the probabilities of the distinct ways of interaction. At the other hand, the medium is discretized in little cells of constant properties, conferring to the total atmosphere the appearance of a grid, where many virtual surfaces can be

considered. The MC approach sums up all the number of photons crossing virtual test surfaces and traveling in particular directions. With this information, the intensity as a function of position can be directly obtained. It also allows us to compute other relevant quantities such as fluxes, flux densities, the mean intensity fields, and heating rates due to absorption of photons within the medium, etc. Figure 1 shows a detailed scheme of the MC algorithm.

The MC method has advantages and disadvantages in comparison with the methods which are based on the numerical integration of the RTE.

One of its major advantages is the possibility of dealing with very complicated cloud structures. Generally, clouds used in 3D analytical simulations consist of simple geometrical shapes with constant liquid water content (LWC) distributed in one or few atmospheric layers. With the evolution of computational technologies, more realistic cloud fields derived from stochastic modeling methods, satellite imagery, microwave-radar measurements, etc., have been incorporated to radiative transfer models, and the MC method has no difficulty to account for inhomogeneities in the optical properties, in contrast to the RTE-solving approaches.

The MC method also offers the possibility of managing arbitrary complicated scattering phase functions. Actually, the more anisotropic the scattering process is, the faster is the MC method; as opposed to RTE-solving methods.

The main disadvantage of the MC method is the computational time expense that is necessary to achieve high accuracy, since accuracy depends on the number of photons used in the simulation.

2.1 Determination of Photon Paths

Let us assume that a photon —more precisely, a packet of photons— is located at a point \vec{r}_0 where an extinction event takes place. Now, the photon will travel the distance l in the direction $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$ until the next extinction point \vec{r} . The new position of the photon can be expressed as a translation from \vec{r}_0 to \vec{r} as follows:

$$\vec{r} = \vec{r}_0 + l \vec{k}, \quad (1)$$

where the distance l is calculated from the Bouguer-Lambert-Beer transmission law with the help of a random number $R[0, 1)$,

$$T(l) = \exp(-\beta_{ext}l), \quad (2)$$

$$l = -\frac{1}{\beta_{ext}} \ln R[0, 1). \quad (3)$$

with β_{ext} being the volume extinction coefficient of the medium under consideration. In case of a discretized inhomogeneous medium (see figure 2), Eq. (2) must be written in a more general form,

$$T(l) = \exp\left[-\int_l \beta_{ext}(s) ds\right] \simeq \exp\left[-\sum_i \beta_{ext}^i l_i\right], \quad (4)$$

and $l = \sum_i l_i$ is deduced from the following relation,

$$\sum_i \beta_{ext}^i l_i = -\ln R[0, 1), \quad (5)$$

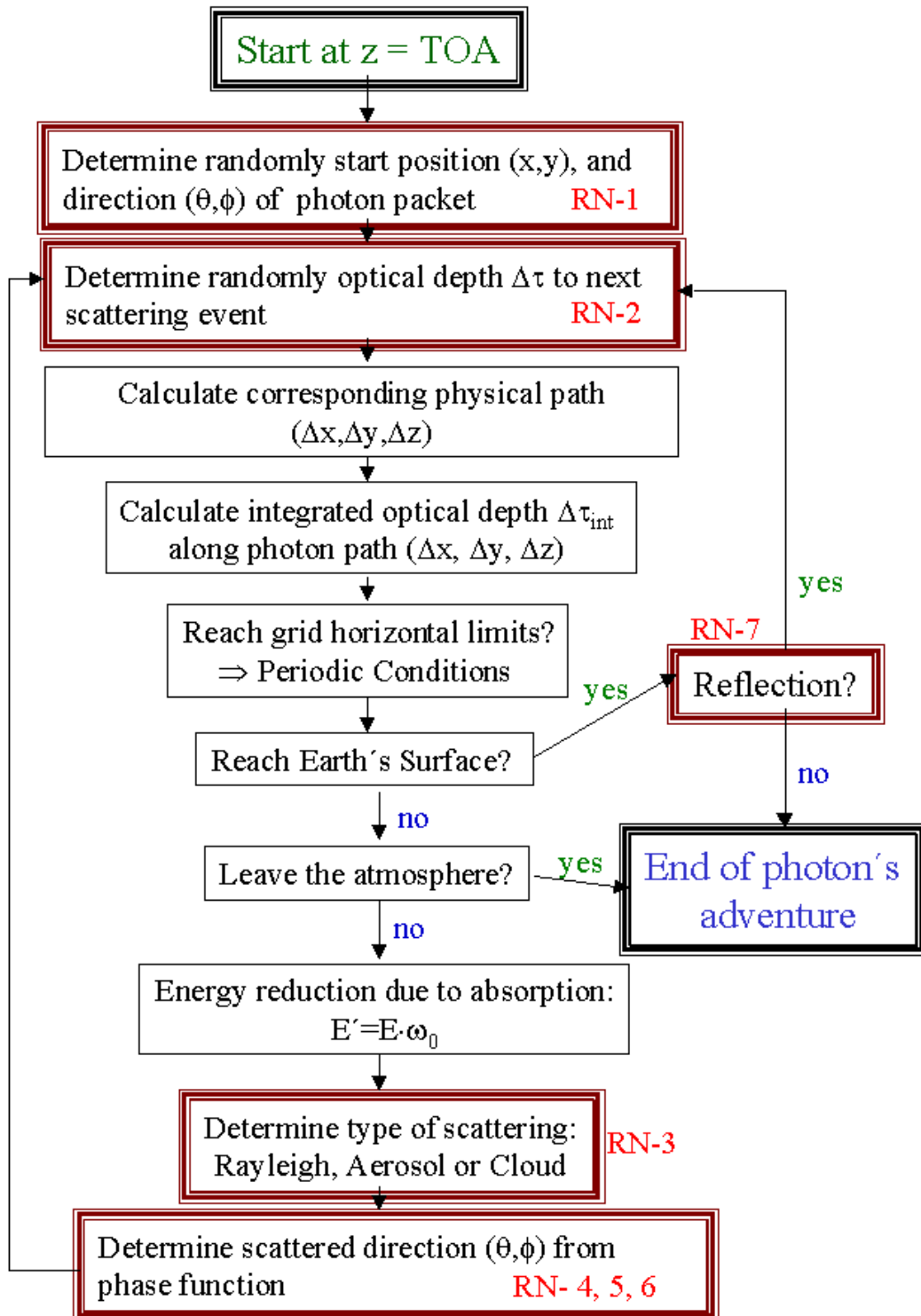


Figure 1: Scheme of the Monte Carlo Method

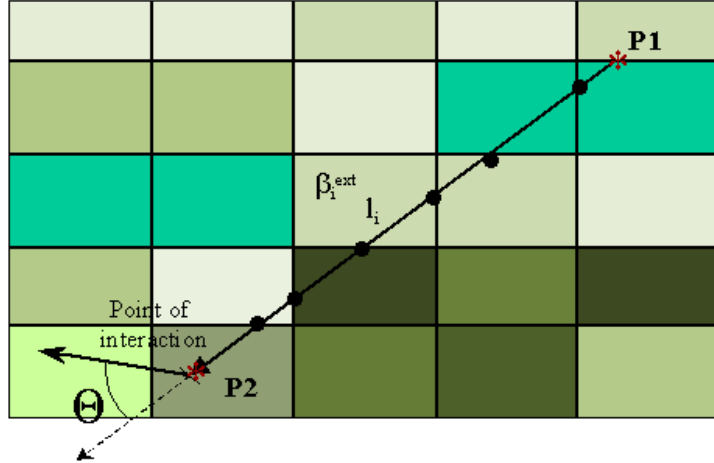


Figure 2: Scheme of photon transport in an inhomogeneous cloud. The different color tonalities of the atmospheric cells illustrate different extinction coefficients. The stars indicate the interaction events and the full points show the intersection points.

where $\beta_{ext,i}$ and l_i are the volume extinction coefficient of the grid cell i and the path travelled through the cell i , respectively.

The photon flight direction after the scattering interaction $\Omega = (\theta, \phi)$, defined by the zenith θ and the azimuthal angle ϕ , results from a random process weighted with the scattering phase function $p(\Omega, \Omega_0)$, where $\Omega_0 = (\theta_0, \phi_0)$ refers to the incident direction:

$$\int_0^\theta p(\Omega, \Omega_0) \sin \theta d\theta = R[0, 1) \int_0^\pi p(\Omega, \Omega_0) \sin \theta d\theta, \quad (6)$$

$$\int_0^\phi p(\Omega, \Omega_0) d\phi = R[0, 1) \int_0^{2\pi} p(\Omega, \Omega_0) d\phi. \quad (7)$$

After some algebra that is beyond the scope of this article, the new flight direction \vec{k} can be expressed in terms of the preceding direction \vec{k}' , as follows:

$$k_x = k'_x \cos \theta - h (k'_y \sin \phi + k'_x k'_z \cos \phi) \quad (8)$$

$$k_y = k'_y \cos \theta + h (k'_x \sin \phi + k'_y k'_z \cos \phi) \quad (9)$$

$$k_z = k'_z \cos \theta - h (1 - (k'_z)^2) \cos \phi \quad (10)$$

where $h = \sin \theta / \sqrt{1 - (k'_z)^2}$.

Repeating iteratively this process, the complete trajectory of a photon travelling through the atmosphere can be reconstructed without using any extra restrictive approximation.

Figure 3 shows a trajectory of an arbitrary test solar photon since it enters at the top of the atmosphere (TOA) until it escapes again to the outer space. At each point P_i , the photon is scattered from the incident direction $(\theta_{i-1}, \phi_{i-1})$ to the new direction (θ_i, ϕ_i) . (ϑ_i, φ_i) are the scattering angles with respect to the incident angles. Figure 3 also shows the intersection points D used for photon counting at the reference level z_j .

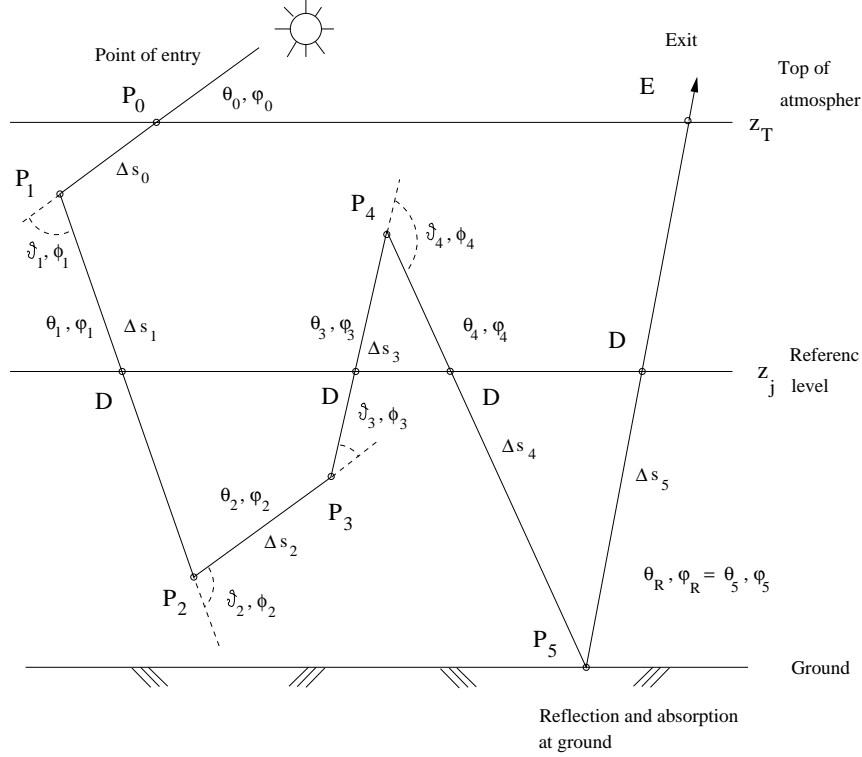


Figure 3: Trajectory of an arbitrary test photon

2.2 Treatment of Absorption and Selection of Scattering Type

Given an extinction event, the probability of a photon being absorbed is $(1 - \omega_0)$, where ω_0 is the single scattering albedo. The algorithm of the model could be designed in such a way that it follows the trajectory of the photon until it is absorbed or leaves the atmosphere (at the top or the the ground), and repeats the process for a huge number of photons. However, it is more efficient if one assigns a weight to a model photon (which represents a packet of photons), considers that only scattering takes place in the atmosphere and reduces the weight a quantity $(1 - \omega_0)$ at each scattering event—in case that the photon reaches the Earth's surface, ω_0 has to be replaced by the ground albedo A_s . In this way, the effect of gaseous and particulate absorption can be determined after the photon trajectories in a purely scattering atmosphere have been computed, if the information about absorbed energy as a function of location have been conveniently stored.

Photons can interact in different ways with the atmosphere. Now, we wish to decide what kind of interaction takes place at each extinction point. Let the total extinction coefficient be the sum of all absorption and scattering coefficients,

$$\beta_{e,tot}(z) = \beta_{a,gas}(z) + \beta_{s,ray}(z) + \beta_{s,cld}(z) + \beta_{a,cld}(z) + \beta_{a,aer}(z) + \beta_{a,aer}(z)$$

where the subscripts 'e', 's' and 'a' make reference to extinction, scattering and absorption; and 'gas', 'ray', 'cld' and 'aer' to gas, Rayleigh, cloud and aerosol, respectively. In order to select which kind of interaction occurs, we use a new random number $R[0, 1)$. If

$$0 \leq R[0, 1) \leq \frac{\beta_{s,ray}(z)}{\beta_{e,tot}(z)} \quad (11)$$

then Rayleigh scattering is assumed to happen. If

$$\frac{\beta_{s,ray}(z)}{\beta_{e,tot}(z)} \leq R[0,1] \leq \frac{\beta_{s,ray}(z) + \beta_{s,cld}(z)}{\beta_{e,tot}(z)} \quad (12)$$

is the case, cloud droplet scattering will take place. In case that

$$\frac{\beta_{s,ray}(z) + \beta_{s,cld}(z)}{\beta_{e,tot}(z)} \leq R[0,1] \leq \frac{\beta_{s,ray}(z) + \beta_{s,cld}(z) + \beta_{s,aer}(z)}{\beta_{e,tot}(z)} \quad (13)$$

the photon will be scattered by aerosol particles. It can also happen that

$$\frac{\beta_{s,ray}(z) + \beta_{s,cld}(z) + \beta_{s,aer}(z)}{\beta_{e,tot}(z)} \leq R[0,1] \leq 1 \quad (14)$$

and in this case either gas, droplet or aerosol absorption is assumed to occur and the test photon will continue to the next extinction event without any change in flight direction.

2.3 Computation of the Flux Densities and Radiation Fields

The upward and downward flux densities, $F^\uparrow(\theta_0; x, y, z)$ and $F^\downarrow(\theta_0; x, y, z)$, are easily computed by summing the photons up, or as in our case, by summing the weight of the model photon each time it crosses a horizontal test surface. If photon's direction is within the lower 2π hemisphere its contribution is added to the downward flux density F^\downarrow , if it is within the upper 2π hemisphere, it contributes to the upward flux density F^\uparrow .

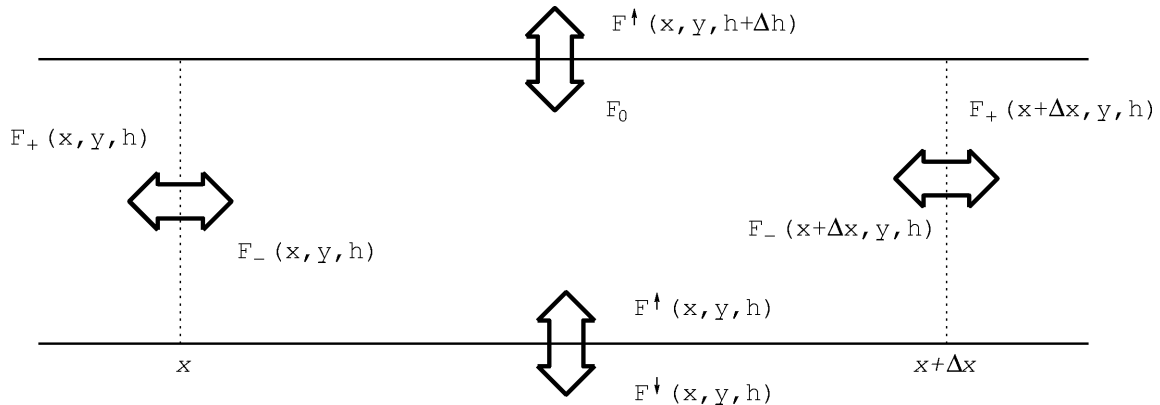


Figure 4: Radiative transfer in an atmospheric cell.

Transmission T and reflection R functions can be calculated straightforwardly as they are the normalized F^\uparrow and F^\downarrow flux densities to the incoming energy. Let us consider the energy balance in an atmospheric cell (see figure 4) (see also *Titov* [1998]). According to the law of energy conservation, the incoming energy must equal the outgoing plus the absorbed energy within the cell,

$$F_0 + F^\uparrow(x, y, h) = F^\uparrow(x, y, h + \Delta h) + F^\downarrow(x, y, h) + A'(x, y, h) + H'(x, y, h) \quad (15)$$

where F_0 is the solar flux density, F^\uparrow and F^\downarrow are the upwelling and downwelling flux densities, respectively; H' is the horizontal flux density and A' is the absorbed power in the

cell. If we now refer all the quantities in Eq. (15) to the incoming power $F_0 + F^\uparrow(x, y, h)$, we can write the law of energy conservation in the form,

$$R(x, y) + T(x, y) + A(x, y) + H(x, y) = 1 \quad (16)$$

where R is the albedo, T is the transmittance, A is the absorptance and H the normalized net horizontal flux.

3 The Leipzig Monte Carlo Model (LMCM)

The LMCM takes into account the following wavelength dependent radiative processes in the solar spectral region: Rayleigh scattering by air molecules, scattering and absorption by both, aerosol particles and droplets, and absorption by several atmospheric gases (O_3 , O_2 , H_2O , NO_2 , etc). The gas absorption coefficients are pre-calculated with a Fortran code for arbitrary standard atmospheric profiles (tropical, polar, subpolar, etc.) of temperature, pressure and species mixing ratio, using the absorption cross section values of the different species published in the high-resolution transmission molecular absorption data base HITRAN (*Rothman et al.* [1998]) and other data references. In order to deal with the complicated line absorption spectrum of water vapor, we pre-compute the absorption coefficient for a certain wavelength interval by means of a line-by-line transmission code. We generate k -distribution fits as a function of temperature, air pressure and molecule concentration of water vapor. The result of these fits is stored and can be re-used for generating absorption coefficients as a function of the water vapor amount u .

In addition to the absorbing gases, the LMCM can deal with cloud and aerosol fields provided by cloud generators (Large Eddy Generators, fractal generators) or from measurement campaigns (Baltex Bridge Campaigns *BBC* and *BBC2*).

The treatment of the scattering cross section is of special interest in the radiative transfer modelling. If the medium under consideration is smoothly variable, and we attempt to obtain directionally averaged radiative quantities only, the Henyey-Greenstein phase function is a good approximation to the Mie-scattering phase function:

$$p_{HG}(\cos \Theta) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos \Theta)^{3/2}}, \quad (17)$$

where Θ is the scattering angle, and g is the asymmetry parameter (*Thomas and Stamnes* [1999]). However, for a more accurate treatment of Mie scattering, a tabulated phase function is required. The LMCM can select between the two cases depending on the needs.

The LMCM can be run in three different modes:

- The independent pixel approximation (IPA) mode, which considers 3D variability of the optical property fields but does not allow the radiative horizontal transport between the individual columns,
- the two-dimensional mode (2D), which accounts for the variability in only one horizontal direction but allowing for horizontal transport,
- and the three-dimensional mode (3D), which considers the most general case: 3D variability with radiative transfer in all directions.

According to the difficulty of the problem and the inhomogeneity of the cloud fields under study, the different running modes will be selected in order to optimize the achieved accuracy with respect to the running time.

At the moment, the LMCM yields horizontal and vertical flux densities, and actinic fluxes at arbitrary surfaces as well as power absorption in arbitrary cells. Transmittance, reflectance, absorptance and heating rates are also directly derived.

4 Radiative Transfer Simulations

In this chapter, the results of several simulations with the LMCM are presented. In order to validate our model, two cloud fields of the I3RC project have been used as inputs. The model results are compared with those ones obtained with other internationally accepted models. We can see in the following sections that the agreement of the radiative fields calculated by LMCM with the other models is very good, confirming its reliability for RT computations.

4.1 Intercomparison of 3D Radiation Codes (I3RC)

This project was conceived with the goal of comparing a wide variety of three-dimensional radiative transfer methods applied to Earth's atmosphere, with a few selected cloud fields as input, and a few selected radiative quantities as output. I3RC is proceeding in three phases. During Phase I, now complete, several baseline radiative computations for 3D radiative transfer through Earth atmospheric clouds were defined, based upon three cloud fields: a 1D academic 'step' cloud field, a 2D field derived from the ARM cloud radar, and a 3D field derived from radiances measured by the Landsat 5 Thematic Mapper instrument.

We have fully performed the simulations suggested in phase I of I3RC and some selected results for the last two cases will be presented next.

4.1.1 ARM Radar Reconstructed Cloud

The 2D cloud field for this experiment is based on extinction retrievals from the MMCR (Millimeter Cloud Radar) and the MWR (microwave radiometer) at the ARM CART site in Lamont, Oklahoma on February 8, 1998.

The field consists of 640 columns along the x-direction, which were set to have a 50 m horizontal width (for the 10 sec. measurements this corresponds to the observed wind speed of ~ 5 m/s), and each column is resolved into 54 vertical layers which are 45 meters thick (z-direction). The optical depth field is illustrated in figure 5, where one can see that it extends vertically from circa 0.6 km to 2.43 km above the Earth's surface.

In order to be sure that all the models calculate the same quantities, with the same conditions, the same assumptions are taken in every computation. For the RT calculations presented here, the following assumptions were made:

- 1) cloud infinite along the y-direction,
- 2) no atmospheric effects
- 2) periodic boundary conditions (cloud field is repeated an infinite number of times along the x direction),

- 3) black surface, *i.e.* surface albedo (A_s) of 0,
- 4) Henyey-Greenstein phase function (PF) with $g=0.85$,
- 5) single scattering albedo (ω_0) of 0.99, and
- 6) solar zenith angle (θ_0) of 60° .

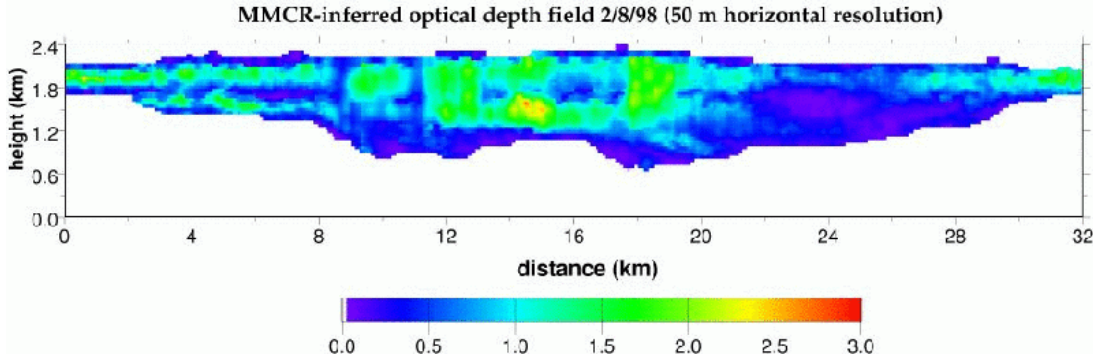


Figure 5: ARM radar reconstructed cloud. Case 2 of phase I of the I3RC project.

Several institutions took part in I3RC project with different methods, but we will only show the results of three of them together with our own ones. The I3RC's participants selected are: The National Center for Atmospheric Research (*NCAR*), University of Colorado (SHDOM) (*Evans [1998]*) and the Institute for Marine Research at the University of Kiel (UNIK). The abbreviations are the same as in the I3RC web page. NCAR and UNIK (*Scheier [2001]*) participate with MC codes, whereas the University of Colorado does with a RTE-integration method, the so called Spherical Harmonic Discrete Ordinate Method.

Figure 6 illustrates xy-plots showing the value of the radiative quantity (reflectance, transmittance, absorptance and horizontal flux density) vs. location (for a 3.2 km segment), using the assumptions previously mentioned. For all computations, albedo and transmittance are registered at cloud boundaries. For this case, cloud top is defined as the topmost level for which a cloud cell with non-zero extinction is encountered (2.43 km), and cloud base is defined as the last level where a cloudy cell is encountered (0.63km). One can see that the agreement of LMCM with the other codes is fully acceptable for all radiative quantities.

In figure 7, the domain-averaged values of the radiation fields are compared. One can see that all radiative codes are in very good agreement (better than 0.1 %).

4.1.2 3D Marine Boundary Layer Cloud

For the next computations we have chosen the case 3 of the Phase I of the I3RC project. This 2D cloud field stems from an Independent Approximation retrieval on a 128x128 segment of a Landsat-4 scene. For the retrievals, the ocean surface albedo was set 0.043. Liquid water phase was assumed throughout, and a lognormal drop size distribution with effective radius of $10 \mu m$ and effective variance of 0.15 was used to construct the look-up tables. Any other atmospheric effect was neglected in the retrievals.

The optical depth field consists of 128 vertically homogeneous pixels along the x- and y-directions, with a horizontal width of 30 m in both directions (see figure 8). In order

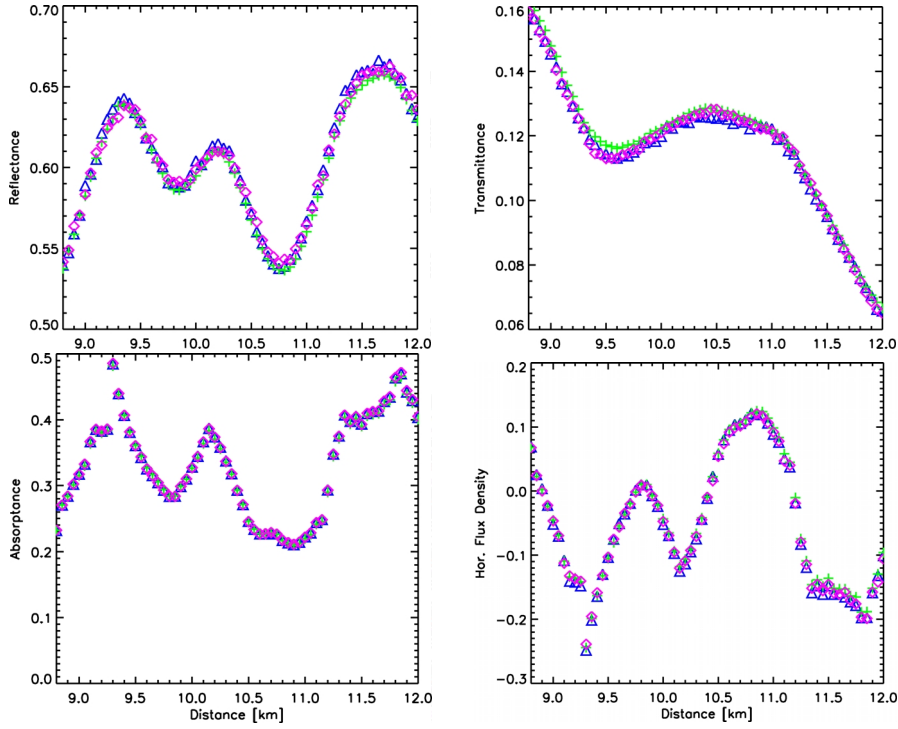


Figure 6: Illustration of several radiative quantities —albedo (upper left), transmittance (upper right), absorptance (lower left) and net horizontal flux density (lower right)— calculated with different models: +: NCAR, Δ : SHDOM, \diamond : LMCM, for the cloud field of the case 2, phase I of I3RC project. Solar zenith angle was set to 60° and single scattering albedo to 0.99.

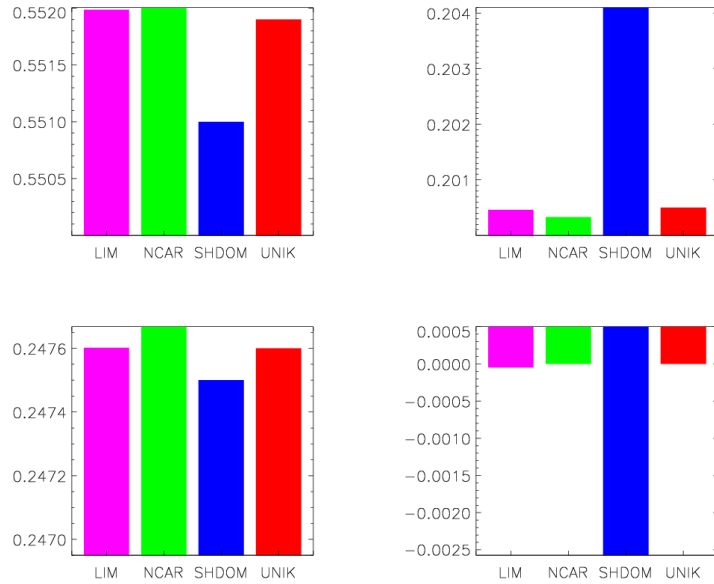


Figure 7: Box plots showing means of the various radiative quantities —albedo (upper left), transmittance (upper right), absorptance (lower left) and net horizontal flux density (lower right)— for the same cloud field and conditions as in figure 6. LMCM results are denoted with LIM (Leipzig Institute of Meteorology).

to build up a 3D spacial cloud field, a flat cloud bottom at 0.2 km was considered and cloud top heights were determined from the geometrical thickness field. The mean cloud optical depth (cloudy part) is 11.4 and the standard deviation is 10.6; the cloud fraction is 0.884.

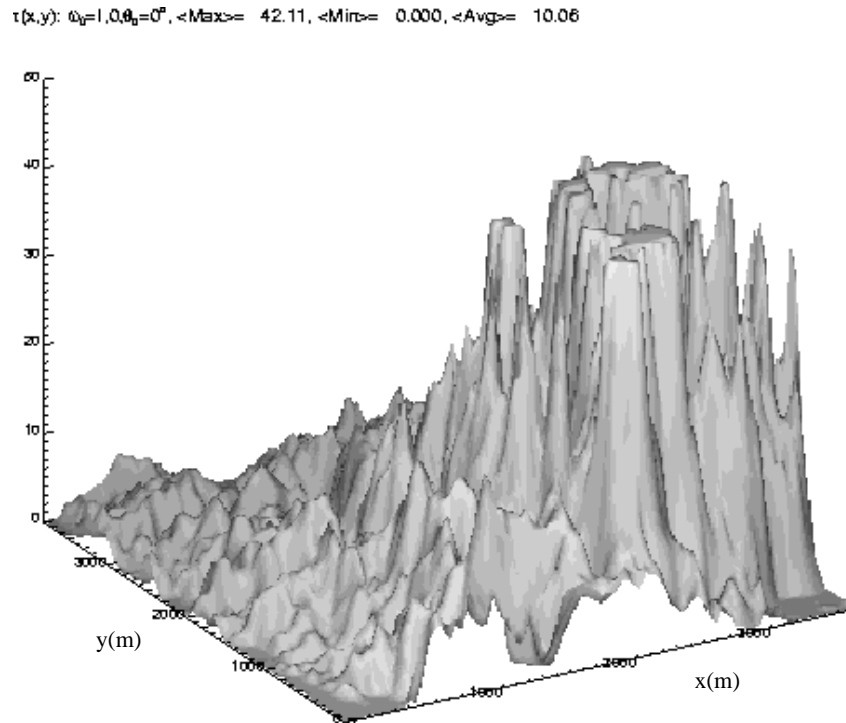


Figure 8: Illustration of the optical depth field of the 3D marine boundary layer cloud used in case 3 of phase I of I3RC project.

As in this experiment the extinction field is three-dimensional, it is necessary to compare the two-dimensional radiative quantities in separate graphs. Only the comparison of LMCM results with those of our 4DCLOUDS-project partner UNIK are shown (see figure 9). Although the extinction field is highly variable and the solar illumination is not perpendicular, the figures provided by both methods seem to be twins. The mean, maximal and minimal values agree better than 0.1 %, which is clearly better than the required accuracy in the I3RC project.

5 Conclusions and outlook

In this paper, it has been briefly described the MC method as an efficient tool to deal with the radiative transfer in the atmosphere. A new code, the LMCM, based on this approach has been presented and it fully succeeded in the results' comparison with results from other accepted codes. Having the proof of the validity of LMCM, this model will be employed together with the models GRIMALDI (UNIK) and SHDOM for future radiative research scheduled in context of the 4DCLOUDS project.

Currently, radiative calculations with a radar/microwave composite cloud measured in the BBC experiment are being carried out. Sensitivity studies with ideal clouds have been done to select flight paths for the aircraft radiation and microphysics measurements in the next campaign (BBC2) to be performed by the Institute for Tropospheric Research (IfT, Leipzig).

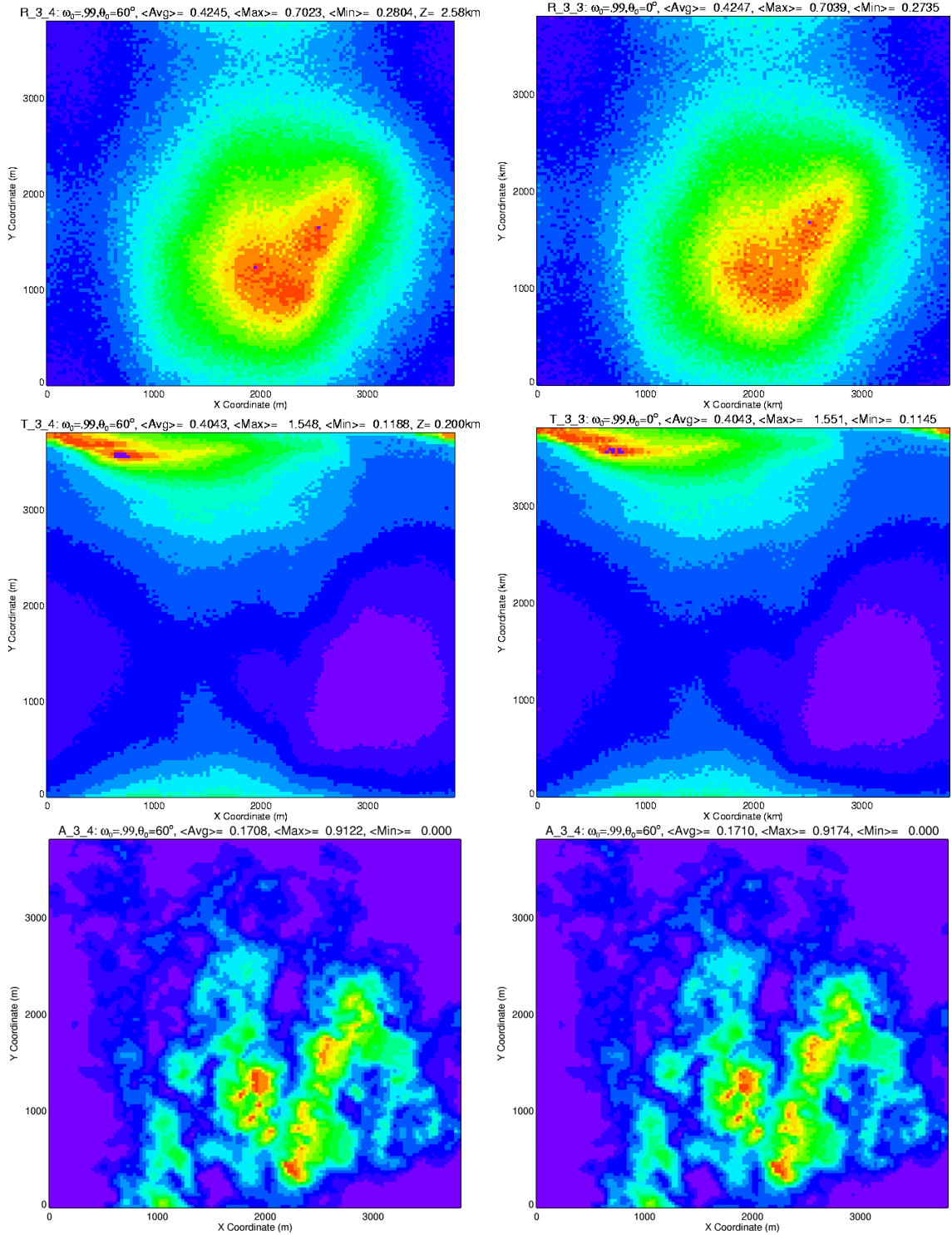


Figure 9: Illustration of several radiative quantities —albedo (upper), transmittance (middle), absorptance (lower)— computed by LCMC (left) and UNIK (right), for the cloud field of the case 3, phase I of I3RC project. Solar zenith angle was set to 60° and single scattering albedo to 0.99.

In the near future, radiative transfer simulation using cloud fields from in situ aircraft microphysics measurement as input, will be compared with the yields of the aircraft radiometers.

Acknowledgments

This research project is funded by the Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) within the research programme AFO2000.

References

4DCLOUDS project, general description:

<http://www.meteo.uni-bonn.de/projekte/4d-clouds/description/4d-clouds/>

BBC, Baltex Bridge Campaign:

<http://www.meteo.uni-bonn.de/projekte/4d-clouds/bbc/>

BBC2, Baltex Bridge Campaign 2:

<http://www.meteo.uni-bonn.de/projekte/4d-clouds/bbc2/>

Cess, R. D., E. D. Dutton, J. J. DeLuisi and F. Jiang, 1996: Absorption of solar absorption by clouds: Interpretation of satellite, surface, and aircraft measurements, *J. Geophys. Res.*, **101**, 23,299-23,309.

Evans K. F., 1998: The Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method for Three-Dimensional Atmospheric Radiative Transfer. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 429-445.

I3RC, The Intercomparison of Three-Dimensional Radiative Codes project: <http://climate.gsfc.nasa.gov/I3RC/>

Marchuk G. I., G. A. Mikhailov, M. A. Nazarialiev, R. A. Darbinjan, B. A. Kargin and B. S. Elepov, 1980: The Monte Carlo Methods in Atmospheric Optics. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York.

NCAR, National Center for atmospheric Research:

<http://www.ncar.ucar.edu/ncar/>

Rothman, L. S., et al., 1998: The HITRAN molecular spectroscopic database and HAWKS (HITRAN atmospheric workstations): 1996 edition, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **60**, 665-710.

Scheirer, R., 2001: Solarer Strahlungstransport in der inhomogenen Atmosphäre. Berichte aus dem Institut für Meereskunde, Christian-Albrechts-Universität Kiel, 123 p.

<http://www.ifm.uni-kiel.de/fb/fb1/me/research/Projekte/RemSens/SourceCodes/codes.html>

Titov G. A., 1998: Radiative Transport and Absorption in Stratocumulus Clouds. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 2549-2560.

Thomas G. E. and K. Stamnes, 1999: Radiative Transfer in the Atmosphere and Ocean. Cambridge University Press.

Trautmann T., I. Podgorny, J. Landgraf and P.J. Crutzen, 1999: Actinic fluxes and dissociation coefficients in cloud fields embedded in realistic atmospheres. *J. Geophys. Res.*, **104**, 30,173-30,192.

Valero F. P. J., R. D. Cess, M. Zhang, S. K. Pope, A. Bucholtz, B. Bush and J. Vitko Jr., 1997: Absorption of solar radiation by cloudy atmosphere: Interpretation of collocated aircraft measurements. *J. Geophys. Res.*, **102**, 29,917-29,927

Auflösbarkeit turbulenter Strukturen im Bereich der atmosphärischen Grenzschicht mittels akustischer Tomographie

Manuela Barth und Armin Raabe

Zusammenfassung

Die akustische Laufzeit-tomographie ist ein Fernerkundungsverfahren, mit dem zweidimensionale horizontale Verteilungen von Wind und Temperatur in der von turbulenten Prozessen charakterisierten atmosphärischen Grenzschicht bestimmt werden können. Um die Fähigkeit des tomographischen Invertierungsalgorithmus zur Auflösbarkeit bestimmter turbulenter Strukturen zu testen, werden Sensitivitätsstudien durchgeführt. Hierzu wird eine Temperaturzeitreihe erzeugt, deren Spektrum eine charakteristische turbulente Struktur aufgeprägt wird. Nach der Verteilung dieser Temperaturen auf ein zweidimensionales Feld entsprechend einer vorgegebenen Messgeometrie (bekannte Laufwege) können diese Werte in Laufzeiten umgerechnet werden.

Die erzeugten künstlichen Messwerte dienen neben den Positionsdaten der Sender und Empfänger als Eingangsgrößen für den Invertierungsalgorithmus. Die nachfolgende Rekonstruktion der meteorologischen Felder aus den Eingangsdaten, deren Analyse und der Vergleich mit den simulierten Reihen ermöglicht es, den Einfluss des verwendeten Algorithmus auf die Datenstruktur abzuschätzen. Des Weiteren wurden bei den Simulationen reale Messbedingungen nachgestellt. Hierzu wurde die systembedingte maximale Wiederholrate einer Einzelmessung, sowie die Unsicherheiten bei der Bestimmung der Schalllaufzeit berücksichtigt.

Summary

Acoustic travel time tomography is a remote sensing method to determine two-dimensional horizontal distributions of wind and temperature within the atmospheric boundary layer which is dominated by turbulent processes. To investigate the capability of the tomographic inversion algorithm to solve definite turbulent structures, sensitivity studies have been carried out. For that purpose, temperature time series have been generated and a characteristic turbulent structure has been impressed upon their frequency spectra. After distributing these data to a two-dimensional field which arises from the measuring geometry, i.e. the distribution of sound sources and receivers, and the chosen tomographic grid-cell-dimension, the temperature data can be converted to travel times according to the sound ray paths through the tomographic grid.

These synthetic travel time data as well as the positions of the sound sources and receivers have been used as the input parameters for the tomographic inversion algorithm. The following reconstruction of the meteorological fields from the input values, their analysis and comparison to the simulated time series and the corresponding spectra allow an estimation of the capability of the inversion algorithm used to solve turbulent structures. Furthermore, real measuring conditions have been simulated. To that purpose, the maximal repeat rates of an individual measurement as well as the uncertainties of the tomographic system have been considered.

1. Einleitung

Meteorologische Messungen im Bereich der atmosphärischen Grenzschicht erfolgen meist mittels Sensoren, die die Eigenschaften der Atmosphäre an einem bestimmten Punkt detektieren. Aussagen über die horizontale Verteilung der gemessenen Größe können auf diese Weise

nicht getroffen werden. Hierfür bietet sich das Verfahren der akustischen Laufzeit-tomographie an. Dieses bodengebundene Fernerkundungsverfahren ermöglicht es, horizontal zweidimensionale Verteilungen von Wind und Temperatur zu bestimmen (siehe z.B. Raabe, 2001). Dazu wird von einem Lautsprecher zunächst ein akustisches Signal erzeugt und von einem Empfänger detektiert. Da die Schallausbreitung in der Atmosphäre maßgeblich von der Temperatur sowie der Windrichtung/Windgeschwindigkeit entlang des Ausbreitungsweges beeinflusst wird, kann aus der Laufzeit des Schallsignals auf diese meteorologischen Größen geschlossen werden, wenn der Ausbreitungsweg bekannt ist. Um ein flächenhaftes Bild des Untersuchungsgebietes zu erhalten, werden mehrere Sender und Empfänger eingesetzt, die zumeist am Rand des Messfeldes positioniert sind. Zur Untersuchung atmosphärischer Strukturen, die kleiner als die Schallweglänge selbst sind, müssen die einzelnen Messungen entlang der unterschiedlichen Ausbreitungswege zu einem Zeitpunkt kombiniert betrachtet und invertiert werden.

Als Ergebnis dieser Invertierung erhält man zweidimensionale Verteilungen von Temperatur und Wind. Die Invertierung der Laufzeitdaten erfolgte in dieser Studie mit Hilfe der simultanen iterativen Rekonstruktionstechnik, einer algebraischen Rekonstruktionstechnik. Da bei diesem Verfahren keine analytischen Untersuchungen zur Auflösung- und Fehlerbetrachtung angegeben werden können, müssen Sensitivitätsstudien durchgeführt werden.

Meteorologische Experimente werden von einer Vielzahl von Faktoren beeinflusst. Dabei ist es schwierig, einzelne Prozesse isoliert zu betrachten. Numerische Simulationen meteorologischer Vorgänge, bei denen bestimmte Eigenschaften der Atmosphäre einzeln vorgegeben werden, können Abhilfe schaffen. Die genaue Kenntnis der Struktur dieser Daten erlaubt unter anderem einen Vergleich mit Ergebnissen realer Messungen oder die Untersuchung der Einflüsse der Mess- und Auswertalgorithmen eines bestimmten Verfahrens auf die vorgegebene Datenstruktur.

Das System der akustischen Laufzeit-tomographie liefert zweidimensionale Verteilungen aus dem Bereich der atmosphärischen Grenzschicht. Da dieser Atmosphärenbereich maßgeblich von der Erdoberfläche beeinflusst und durch turbulente Transportvorgänge charakterisiert wird, ist es wichtig zu wissen, inwiefern das akustische Verfahren in der Lage ist, turbulente Strukturen aufzulösen.

Zur Beschreibung der turbulenten Struktur der atmosphärischen Grenzschicht existiert eine Vielzahl von Modellen. Eines der bekanntesten zur Beschreibung des Transports turbulenter kinetischer Energie ist das Kolmogorov – Modell (Kolmogorov, 1941). Durch Vorgabe synthetischer Daten, denen ein entsprechendes Turbulenzspektrum aufgeprägt wurde, deren Umrechnung in Laufzeitdaten, welche die realen Messwerte ersetzen, sowie die anschließende tomographische Inversion ermöglichen die Abschätzung des Einflusses des Invertierungsalgorithmus auf die turbulente Struktur der Daten (Barth, 2002).

2. Akustische Tomographie

Das in dieser Arbeit genutzte Programm zur Invertierung der Laufzeitdaten, das auf dem SIRT-Algorithmus beruht, wurde ursprünglich von E. Danckwardt am Institut für Geologie und Geophysik der Universität Leipzig entwickelt (siehe z.B. Brunner und andere, 1999). Im Hinblick auf eine Anwendung unter meteorologischen Bedingungen wurde das Verfahren am Institut für Meteorologie der Universität Leipzig weiterentwickelt (Ziemann 2000, Arnold 2000) und diente in dieser modifizierten Form als Grundlage für die Untersuchungen zur Auflösbarkeit turbulenter Strukturen im Bereich der atmosphärischen Grenzschicht mittels akustischer Laufzeit-tomographie.

2.1. Akustische Laufzeitomographie

Die Geschwindigkeit der Ausbreitung von Schallwellen in der Atmosphäre, die effektive Schallgeschwindigkeit \bar{c}_{eff} , ergibt sich in Abhängigkeit von dem vorherrschenden Windfeld \vec{v} und der akustischen virtuellen Lufttemperatur T_{av} zu

$$\bar{c}_{\text{eff}}(T_{\text{av}}, \vec{v}) = c_L(T_{\text{av}}) \cdot \vec{n} + \vec{v} = \sqrt{\gamma \cdot R \cdot T_{\text{av}}} \cdot \vec{n} + \vec{v} \quad (1)$$

mit

- c_L der Laplaceschen Schallgeschwindigkeit,
- γ dem Verhältnis zwischen den Wärmekapazitäten von Luft bei konstantem Druck und konstanter Temperatur ($\gamma = 1,4$),
- R der spezifischen Gaskonstante von Luft ($R = 287,05 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$) und
- \vec{n} dem Einheitsvektor in Schallausbreitungsrichtung.

Im Unterschied zur Lufttemperatur berücksichtigt die akustische virtuelle Temperatur den Einfluss der enthaltenen Feuchte. Diese wirkt sich sowohl auf die Temperatur selbst (virtuelle Temperatur), als auch auf die Wärmekapazitäten der Luft und deren Verhältnis γ aus, welches, wie in Gleichung (1) ersichtlich, als Faktor bei der Umrechnung der Schallgeschwindigkeiten in Temperaturen eingeht.

Zur Bestimmung der effektiven Schallgeschwindigkeit werden Laufzeitmessungen durchgeführt. Die Laufzeit des i -ten Schallsignals ergibt sich unter Berücksichtigung des Ausbreitungsweges des entsprechenden Strahls aus der Wegstrecke zwischen Sender und Empfänger (Wegelement dl_i) geteilt durch den Betrag der effektiven Schallgeschwindigkeit entlang des i -ten Ausbreitungsweges

$$t_{\text{Strahl},i} = \int_{\text{Strahl},i} \frac{dl_i}{|\bar{c}_{\text{eff}}|_i} \quad (2)$$

Zur Untersuchung einer Messfläche sind die Sender und Empfänger so verteilt, dass das gesamte Gebiet mit Schallstrahlen überdeckt und unter verschiedenen Winkeln durchstrahlt wird. Je größer die Anzahl der eingesetzten Sender und Empfänger dabei ist, desto mehr Messstrecken verlaufen durch das Gebiet und desto feiner kann die Auflösung des Messgebietes in der anschließenden gemeinsamen Inversion der einzelnen Laufzeitdaten zur Berechnung eines Schnittbildes des Atmosphärenzustandes zum Messzeitpunkt gewählt werden.

Um aus den Laufzeiten die Schallgeschwindigkeit, und damit das Temperatur- und Windfeld, möglichst genau bestimmen zu können, ist es notwendig, den Schallweg so exakt wie möglich zu kennen.

Vertikale Gradienten der Temperatur sowie der Windgeschwindigkeit bewirken eine Brechung der Schallstrahlen nach dem Fermatschen Prinzip (siehe z.B. Pierce, 1991). Sind die Beträge der Laufzeitdifferenzen zwischen geradlinigem und gekrümmten Strahl jedoch kleiner als die Messgenauigkeit für die Laufzeiten selbst, kann die Schallausbreitung als geradlinig betrachtet werden (siehe z.B. Ziemann, 2002). In diesem Fall kann Gleichung (2) linearisiert und zur Bestimmung der meteorologischen Größen nach Gleichung (1) verwendet werden.

Da die Anzahl der Schallsender und Empfänger und damit auch die Anzahl der zur Verfügung stehenden Messwerte begrenzt ist, kann das durchstrahlte Messgebiet nicht kontinuierlich aufgelöst werden, sondern es muss eine Diskretisierung erfolgen. Aus diesem Grund wird eine Einteilung der Messfläche in quadratische Teilflächen eingeführt: Das gesamte Gebiet, dessen Eigenschaften untersucht werden sollen, wird in j Gitterzellen gleicher Seitenlänge unterteilt.

Jeder Schallstrahl, der eine bestimmte Teilfläche des Messgebietes durchquert, bewegt sich entsprechend der Ausbreitungsbedingungen auf seinem Weg zwischen Sender und Empfänger mit einer anderen mittleren Geschwindigkeit. In der mittleren Laufzeit ist somit auch die Laufzeit des i -ten Strahls t_i durch die betrachtete Gitterzelle enthalten und wegen der bekann-

ten Strahlabschnitte l_{ij} in der j -ten Zelle auch die gesuchte Schallgeschwindigkeit. Innerhalb jeder Gitterzelle wird dabei ein konstanter Wert für die effektive Schallgeschwindigkeit, bzw. ihren reziproken Wert, die Langsamkeit s_j , angenommen. Bei dieser Herangehensweise kann Gleichung (2) wie folgt umgeformt werden:

$$t_i = \sum_{j=1}^J s_j l_{ij} \quad \text{mit} \quad s_j = \frac{1}{|\bar{c}_{\text{eff}}|_j}. \quad (3)$$

Die inverse Lösung dieses Systems linearer Gleichungen entspricht einem Datensatz von Werten für die Langsamkeiten in den einzelnen Gitterzellen. Eine flächenhafte Darstellung dieser Daten wird als Tomogramm bezeichnet.

2.2. Simultane Iterative Rekonstruktionstechnik – SIRT

Die Inversion der Laufzeitdaten zur Berechnung der Langsamkeiten, welche als Grundlage für die Rekonstruktion der meteorologischen Felder dienen, erfolgt mittels der simultanen iterativen Rekonstruktionstechnik (SIRT), einer iterativen algebraischen Rekonstruktionstechnik.

Bei diesem Verfahren werden nacheinander jeweils ein Strahl und die von ihm getroffenen Gitterzellen untersucht, bis alle Schallstrecken abgearbeitet wurden. Dazu wird zunächst eine Startverteilung der gesuchten Parameterwerte, meist durch einfache Rückprojektion der Messwerte auf die Gitterzellen, gewonnen. Die Differenzen zwischen den berechneten und den gemessenen Linienintegralwerten (Laufzeiten) werden für die Verbesserung der Lösung bis zum Erreichen eines Konvergenz- bzw. Abbruchkriteriums genutzt. Die simultane iterative Rekonstruktionstechnik ist im Vergleich zu anderen Verfahren unter anderem dadurch gekennzeichnet, dass begrenzte Ungenauigkeiten in den Daten die Konvergenzeigenschaften nicht wesentlich beeinflussen. Sie zeichnet sich außerdem durch Stabilität und relativ geringe Artefaktbildung gegenüber anderen iterativen Verfahren aus (siehe z.B. Humphreys und Clayton, 1988).

Ein Grund für diese positiven Eigenschaften ist die Tatsache, dass die Korrekturen für die modellierten Langsamkeiten bei SIRT erst nach Abarbeitung aller Strahlen berechnet werden und als mittlere Werte in die Vorwärtsmodellierung eingehen. Damit wird erreicht, dass die Korrektur unabhängig von der Reihenfolge der untersuchten Strahlwege und der Abfolge der Gitterzellenbearbeitung ist. Bei diesem Verfahren ist somit nur die Anzahl und die Strahlstücklängen der Strahlen, die ein Gitterelement durchqueren, von Bedeutung.

Als Eingangsgrößen für den Invertierungsalgorithmus dienen die Positionen der Sender und Empfänger sowie die gemessenen Laufzeiten. Aus diesen Daten werden die gesuchten effektiven Schallgeschwindigkeiten als Flächenmittelwert über eine Gitterzelle bestimmt.

Um auch bei fehlerbehafteten Daten bzw. bei nicht ganz optimaler Überdeckung der Messfläche mit Schallstrahlen eine stabile Konvergenz des tomographischen Algorithmus zu gewährleisten, wurde ein Glättungsverfahren in das Programm zur Invertierung der Laufzeitdaten implementiert (Ziemann, 2000). Zur Bestimmung der Langsamkeit $s(i,j)$ in einer Gitterzelle wird der Mittelwert aus dem Zellenwert selbst, den Werten der direkt benachbarten Gitterzellen sowie den Eckwerten gebildet. Das Ergebnis der Mittelung wird der zentralen Zelle zugeordnet. Die Wichtung der einzelnen Zellgruppen kann dabei verschieden erfolgen. Es hat sich jedoch herausgestellt, dass die Unterschiede zwischen den Resultaten, die mit verschiedenen Wichtungsfaktoren erzielt wurden, sehr gering sind (Ziemann, 2000).

Diese Mittelung der Werte in den einzelnen Gitterzellen unter Beachtung benachbarter Gitterelementwerte bewirkt weiterhin ein glatteres Bild, was für die Betrachtungen kontinuierlicher Übergänge in meteorologischen Feldern vorteilhaft ist. Scharf abgegrenzte Phänomene können durch diesen Glättungsvorgang allerdings nur schlecht aufgelöst werden.

Mit Hilfe des SIRT-Algorithmus wird aus den Eingangsdaten (Position der Sender und Empfänger, Laufzeitmessungen) ein Feld räumlich gemittelter effektiver Schallgeschwindigkeiten bestimmt. Die effektive Schallgeschwindigkeit ist jedoch, wie in Gleichung (1) ersichtlich,

von der akustischen virtuellen Temperatur und der Windgeschwindigkeit im Untersuchungsgebiet abhängig. Erst eine Trennung dieser Einflussgrößen, die auf verschiedene Weise vor der Invertierung der Laufzeitdaten durchgeführt werden kann, erlaubt es, Aussagen über die meteorologischen Felder im Einzelnen treffen zu können. Eine Möglichkeit zur Separation der unterschiedlichen Einflüsse auf die effektive Schallgeschwindigkeit ist die Trennung nach dem Ultraschallanemometerprinzip (reziproke Schallstrecken) (vgl. Kaimal und Gaynor, 1991), eine weitere Möglichkeit ist durch ein iteratives Verfahren gegeben (vgl. Arnold und andere 2001a).

2.3. Genauigkeitsgrenzen der akustischen Tomographie

Bei der Anwendung und Bewertung des Verfahrens der akustischen Laufzeit-tomographie ist es wichtig, Aussagen darüber zu treffen, mit welcher Genauigkeit die meteorologischen Parameter (akustisch virtuelle Temperatur bzw. Wind) bestimmt werden können. Dazu ist es erforderlich, die Unsicherheiten der Ausgangsinformationen (Laufweg- und Laufzeitbestimmung) abzuschätzen.

Einfluss auf die Genauigkeit der Laufwegbestimmung haben neben der Messung der Entfernung zwischen Sender und Empfänger auch die aktuellen meteorologischen Bedingungen. Schallstrahlen werden z.B. entsprechend der vorherrschenden vertikalen Gradienten von Windgeschwindigkeit bzw. Temperatur gebrochen, was eine Verlängerung des Laufweges bewirkt. Die Brechung erfolgt nach dem Fermatschen Prinzip, was besagt, dass sich eine Welle zwischen zwei Punkten immer auf dem Weg ausbreitet, welcher der kürzesten Laufzeit entspricht. Einer Strahlkrümmung (Laufwegverlängerung) steht demnach eine Laufzeitminimierung gegenüber.

Messunsicherheiten, verursacht durch die Entfernungsbestimmung der Lautsprecher und Mikrofone, können durch Verwendung entsprechender Messgeräte nahezu vermieden und die Fehler durch mehrmaliges Messen und Mitteln noch weiter verringert werden. Größere Unsicherheiten werden von der konstruktiv bedingten Ausdehnung der Lautsprecher und der Mikrofone selbst verursacht. Die Auswirkungen, die sich daraus auf die Genauigkeit der Entfernungsbestimmung ergeben, sind bei kleinen Wegstrecken maximal. Je weiter die Sender und Empfänger voneinander entfernt aufgestellt werden, desto geringer ist der relative Fehler bezogen auf die Wegstrecke.

Die Genauigkeit der Laufzeitmessung wird maßgeblich von der Signalanalyse und Signalverarbeitung beeinflusst. Faktoren hierbei sind die Synchronisation aller Komponenten des Messsystems, die Beeinflussung der Laufzeiten durch die Umgebungsbedingungen (Signal/Rausch Verhältnis), die zeitabhängigen Parameter der verwendeten Bauteile (z.B. die Trägheit der Filter) sowie die Abtastung und Auflösung des Schallsignals.

Arnold (2000) hat die Messunsicherheiten des am Institut für Meteorologie der Universität Leipzig entwickelten Systems zur Bestimmung meteorologischer Parameter mittels Schall untersucht. Er kommt zu dem Ergebnis, dass die Laufwegbestimmung mit einer Unsicherheit von etwa 0,1 m durchgeführt werden kann, wenn der Abstand zwischen Sender und Empfänger im Bereich zwischen 50 und 500 m liegt. Der resultierende absolute Fehler der Laufzeit wird mit etwa 0,3 ms angegeben.

In Abhängigkeit von den atmosphärischen Bedingungen ergeben sich damit für die zu bestimmenden Größen Wind und akustisch virtuelle Temperatur folgende Schwankungswerte: Ab einem Abstand von etwa 200 m zwischen Schallquelle und Empfänger kann die akustisch virtuelle Temperatur mit einer Genauigkeit von $\pm 0,5$ K und der Betrag der Windgeschwindigkeit mit $\pm 0,5$ ms⁻¹ angegeben werden (Arnold und andere, 2001b).

3. Turbulenz in der Atmosphäre

Bewegungsvorgänge in der bodennahen Schicht der Atmosphäre werden maßgeblich durch das Vorhandensein der Erdoberfläche beeinflusst. Man unterscheidet hierbei den Einfluss der Bodenrauigkeit auf das Strömungsfeld, wodurch sowohl vertikale, als auch horizontale Mischungsvorgänge hervorgerufen werden und den Einfluss der solaren Strahlung, die konvektive Prozesse ausgehend von der Erdoberfläche verursacht.

Beide Faktoren führen zu einer turbulenten Durchmischung der atmosphärischen Grenzschicht, wobei man diese Prozesse als Wirbel (engl. eddies) interpretieren kann, deren Strukturen sich über mehrere Größenordnungen erstrecken: räumlich von Millimetern bis zu hundert Metern und zeitlich von Bruchteilen einer Sekunde bis zu mehreren Minuten. Wird das gesamte Spektrum an turbulenten Fluktuationen betrachtet, kann die Verteilung der turbulenten kinetischen Energie (TKE) auf die einzelnen Wellenzahlen κ untersucht werden. Die spektrale Struktur und die Größenverteilung der Wirbel sind aufschlussreich für die Abschätzung der Quellen von Grenzschichtturbulenz und damit für die Auswirkungen auf die Entwicklung der Grenzschicht sowie für Transportvorgänge durch sie hindurch.

Abbildung 1 zeigt den schematischen Aufbau eines solchen turbulenten Energiespektrums in der atmosphärischen Grenzschicht. Man kann 3 Bereiche unterscheiden: den Produktionsbereich für turbulente kinetische Energie (A), den Trägheits- oder Inertialbereich (B) und den Dissipationsbereich (C).

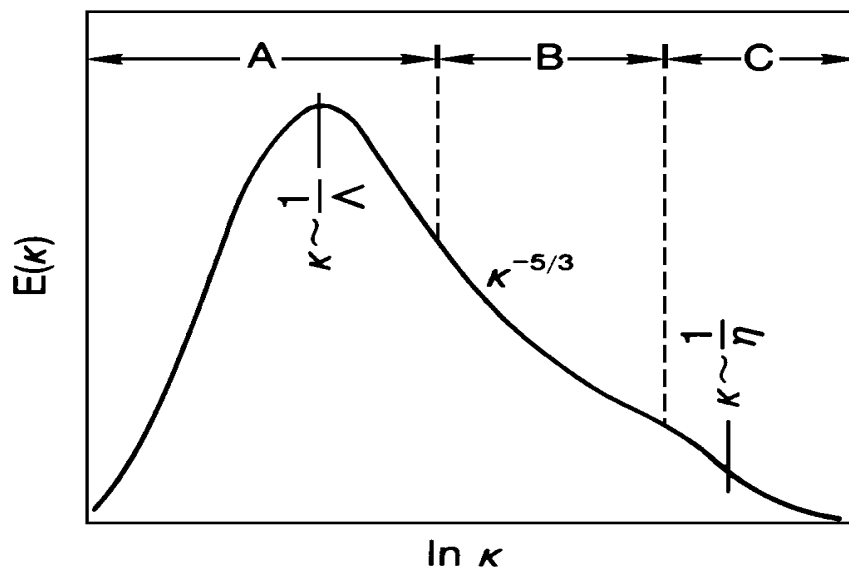


Abb. 1: Schematische Darstellung der spektralen Energieverteilung E als Funktion der Wellenzahl k mit Produktionsbereich (A), Trägheitsbereich (inertial subrange) (B) und Dissipationsbereich (C); charakteristische Längenskalen: L (integrale Längenskala), h (Kolmogorov-Mikroskala) (aus Kaimal und Finnigan, 1994).

Im Bereich kleiner Wellenzahlen (A) wird der mittleren Strömung durch Scherung und Reibung kinetische Energie entzogen und in TKE umgewandelt, turbulente kinetische Energie wird „produziert“. Die Größe der charakteristischen Wirbel in diesem Spektralbereich liegt in der Größenordnung der vertikalen Ausdehnung der atmosphärischen Grenzschicht. Diese großen Wirbel wechselwirken untereinander und zerfallen in kleinere Wirbel, die dann wiederum in noch kleinere zerbrechen. Die turbulente kinetische Energie wird zu immer kleineren Wirbeln hin übertragen und verteilt. Dieser spektrale Energietransport ist charakteristisch für den Inertialbereich (B), in dem TKE weder „produziert“ noch „vernichtet“ wird. Die Turbulenz in diesem Bereich ist unabhängig von äußeren Einflüssen. Zerfallen die Wirbel weiter, gewinnen molekulare Prozesse an Bedeutung: Im Dissipationsbereich (C) überwiegt die viskose Rei-

bung gegenüber dem turbulenten Transport. Die turbulente kinetische Energie wird in Wärme umgewandelt.

In der Literatur findet man verschiedene Ansätze, wie Turbulenz in der Atmosphäre parametrisiert und so charakteristische Eigenschaften des Spektrums wiedergegeben werden können. Bisher ist allerdings kein Modell zur Beschreibung turbulenter Vorgänge bekannt, das über den gesamten Spektralbereich befriedigende Aussagen zur turbulenten Struktur treffen kann (Wilson, 1998).

Für einzelne Spektralbereiche hingegen existieren Parametrisierungen, so z.B. für den Trägheitsbereich der Turbulenz. In diesem Bereich muss der Energietransport von den kleinen Wellenzahlen (große Wirbel - Produktionsbereich) zu den großen Wellenzahlen (kleine Wirbel - Dissipationsbereich) die Dissipationsrate für turbulente kinetische Energie ϵ bei den kleinsten Wirbeln ausgleichen, damit das turbulente System im Gleichgewicht gehalten wird. Im Trägheitsbereich ist die Strömung daher lediglich von der spektralen Energiedichte E (im Folgenden auch als Powerspektrum bezeichnet), der Wellenzahl κ und der Dissipationsrate ϵ abhängig. Der Zusammenhang zwischen den genannten Größen wurde erstmals von Kolmogorov (1941) wie folgt beschrieben:

$$E(\kappa) = \alpha_{\kappa} \cdot \epsilon^{2/3} \cdot \kappa^{-5/3} \quad (4)$$

Hierbei wird α_{κ} als Kolmogorov Konstante bezeichnet. Ihr Wert liegt zwischen 1,53 und 1,68. Taylor formulierte einen Zusammenhang zwischen der räumlichen und der zeitlichen Struktur atmosphärischer Größen (Taylor, 1938). Ausgangspunkt ist der Gedanke, dass die Eddies mit der mittleren Strömung U transportiert werden. Ist diese Transportgeschwindigkeit sehr viel größer, als die Geschwindigkeit der turbulenten Fluktuationen u' , kann man annehmen, dass die Änderungen der aktuellen Windgeschwindigkeit u , wobei $u = U + u'$, an einem festen Punkt einzig und allein durch das Vorbeiziehen eines in sich nicht veränderlichen Musters turbulenter Bewegung hervorgerufen wird. Man spricht von eingefrorener Turbulenz. Taylor beschreibt den Zusammenhang zwischen der Wellenlänge λ eines Wirbels und der Zeit, die er benötigt, um einen stationären Sensor zu passieren (Periodendauer T_{Periode}) für eingefrorene Turbulenz wie folgt:

$$T_{\text{Periode}} = \frac{\lambda}{U} \quad (5)$$

Betrachtet man das kolmogorovsche Turbulenzgesetz (4) unter dem Gesichtspunkt, dass es sich bei dem betrachteten Prozess um „eingefrorene Turbulenz“ handelt, lässt sich aus Gleichung (4) unter Verwendung von

$$\kappa = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \quad \text{und} \quad f = \frac{1}{T_{\text{Periode}}} \quad (6)$$

ein funktionaler Zusammenhang zwischen der spektralen Energiedichte und der Frequenz angeben:

$$E(f) \propto f^{-5/3} \quad (7)$$

Trägt man die Energiedichte über der Wellenzahl (bzw. der Frequenz) doppelt logarithmisch ab, ergibt sich im Inertialbereich ein linearer Zusammenhang. Die Steigung der Regressionsgeraden beträgt $(-5/3)$.

4. Simulation turbulenter Signale

Ziel der akustischen Tomographie ist es, räumliche Verteilungen meteorologischer Parameter in der atmosphärischen Grenzschicht zu bestimmen. In diesem Bereich der Atmosphäre wer-

den die Bewegungsvorgänge von turbulenten Prozessen dominiert. Eine entscheidende Frage ist, ob das Verfahren der akustischen Laufzeit-tomographie in der Lage ist, turbulente Strukturen zu erfassen.

Da bei dem angewandten Invertieralgorithmus keine Matrizen berechnet werden, die analytische Untersuchungen zur Auflösbarkeit zulassen würden, müssen künstliche Datensätze erzeugt werden. Die Struktur dieser Werte wird entsprechend der Fragestellung vorgegeben. Eine anschließende tomographische Invertierung ermöglicht es somit, die Veränderungen in der Datenstruktur, die der Algorithmus verursacht, zu beschreiben.

Die Schallgeschwindigkeit in Luft ist eine Funktion der akustischen virtuellen Temperatur und der Windgeschwindigkeit bzw. Windrichtung. Um diesen gekoppelten Einfluss zu separieren wird zunächst davon ausgegangen, dass eine geeignete Trennung dieser Größen erfolgt ist und somit die gesamten Schwankungen der Schalllaufzeit auf Temperaturunterschiede im Messgebiet zurückzuführen sind.

Zur Erzeugung eines Signals, das turbulente Strukturen aufweist, ist es in einem ersten Schritt nötig, synthetische Daten herzustellen. Realisiert wurde dies mit der Generierung einer Folge von Zufallszahlen, denen eine diskrete Zeit t_i zugeordnet wird. Der Zeitschritt zwischen benachbarten Zufallszahlen wurde äquidistant gewählt. Er beträgt 0,5 Sekunden. Die Amplitude der Zufallsreihe wird der Problemstellung durch Multiplikation mit einem Amplitudenfaktor angepasst.

Turbulente Signale sind durch ein charakteristisches Spektrum gekennzeichnet. In einem zweiten Schritt wird den Zufallszahlen (weißes Rauschen), die keinerlei periodische Struktur besitzen, ein charakteristisches Turbulenzspektrum aufgeprägt. Als Hilfsmittel für die Transformation der Daten aus dem Zeit- in den Spektralraum dient die Fast Fourier Transformation. Die hier vorgestellten Untersuchungen beruhen auf synthetischen Daten, deren Spektrum entsprechend des Kolmogorov - Modells (Kolmogorov, 1941) modifiziert wurde (vgl. Gleichung (7)). Ein Vorteil dieses Modells ist die relativ einfache mathematische Formulierung, als Nachteil ist zu nennen, dass Kolmogorovs Beschreibung lediglich einen Teil des turbulenten Spektrums, nämlich den Trägheitsbereich (vgl. Abb. 1), beschreiben kann.

Die Berechnung des Spektrums eines physikalischen Prozesses erfolgt durch die Verdopplung der Amplitudenquadrate der komplexen Fourierkomponenten des Prozesses. Um das Spektrum des weißen Rauschens, dessen Energiedichte $E(f) \approx \text{konstant} \propto f^0$ ist, auf die gewünschte spektrale Abhängigkeit $E(f) \propto f^{-5/3}$ zu bringen, werden die Real- und Imaginärteile der Fouriertransformierten des weißen Rauschens mit $f^{-5/6}$ multipliziert.

Dies wird allerdings nur für Frequenzen vorgenommen, die einen bestimmten Wert, die sogenannte „Grenzfrequenz“, überschreiten. Dieser Wert wird dem Programm zur Simulation der Temperaturdaten bei der Berechnung des Spektrums als Parameter übergeben. Da mit dem Kolmogorov-Modell lediglich der Inertialbereich der Turbulenz wiedergegeben werden kann, wird durch die Einführung der Grenzfrequenz ein Abschneiden der spektralen Amplituden bei sehr kleinen Frequenzen (Produktionsbereich) ermöglicht. Somit wird sichergestellt, dass Prozesse unterhalb dieser Frequenz (lange Zeitskalen) keinen Einfluss auf das simulierte Signal haben.

Die großen, energiereichen Wirbel haben an klaren Tagen eine Ausdehnung, die in der Größenordnung von 1 km liegt. Mit einer typischen mittleren Windgeschwindigkeit von 5 m/s ergibt sich damit aus der Taylor-Hypothese für eingefrorene Turbulenz (Gleichung (5)) eine Zeit von 200 s, was wiederum einer Frequenz von $5 \cdot 10^{-3}$ Hz entspricht (vgl. Wilson und Thomson, 1994).

Für die Zeitreihensimulation wurde die Grenzfrequenz mit $4 \cdot 10^{-4}$ Hz noch eine Größenordnung kleiner gewählt, damit die Effekte des tomographischen Algorithmus auf das Turbulenzspektrum besser ersichtlicher werden. Spektrale Anteile mit einer Periodendauer von mehr als 2500 s (sehr langsame Veränderungen) wurden auf diese Weise dennoch aus der Zeitreihe herausgefiltert.

Nach der spektralen Anpassung wird das frequenzabhängige Signal mittels inverser Fouriertransformation in die Zeitdomäne zurücktransformiert. Im Anschluss werden die Amplituden auf den gewünschten Wert, der als Parameter „Amplitude“ übergeben wird, gebracht.

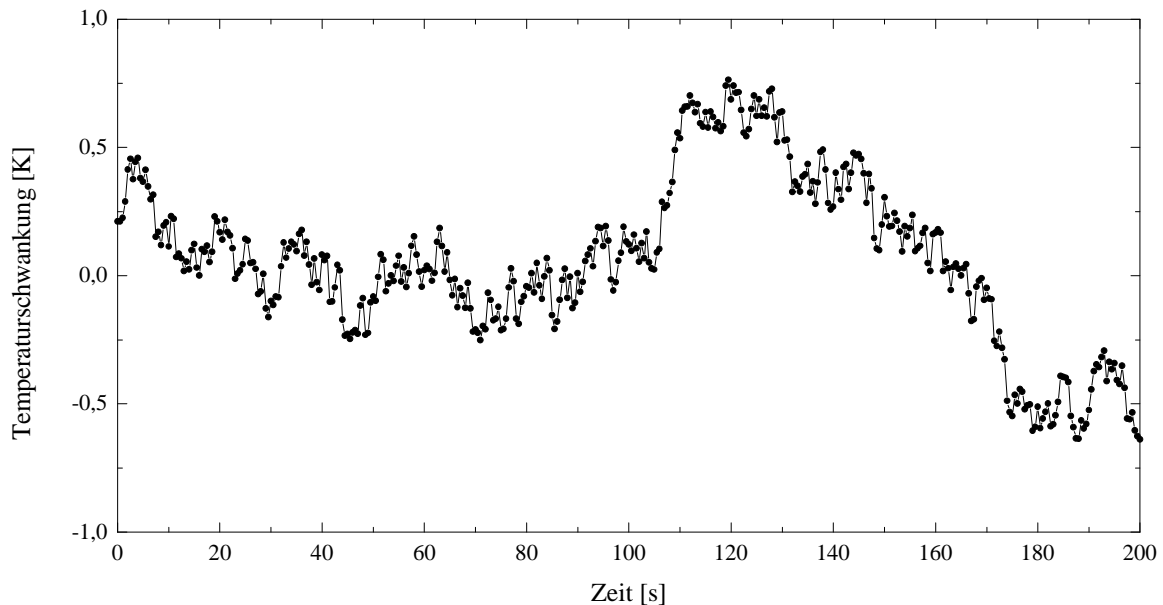


Abb. 2: Turbulente Temperaturzeitreihe, simuliert nach dem Kolmogorov-Modell. Dargestellt ist ein Ausschnitt aus der Zeitreihe von 200 Sekunden (Gesamtlänge: 4 Stunden, 33 Minuten, 4 Sekunden). Die Amplitude der Temperaturschwankung über die gesamte Reihe (ΔT_{max}) beträgt 3 K, die Grenzfrequenz ist $4 \cdot 10^{-5}$ Hz

Abbildung 2 zeigt einen Ausschnitt aus der simulierten Zeitreihe, deren spektrale Energiedichte $E(f)$ bei entsprechend doppelt logarithmischer Darstellung den für den Inertialbereich charakteristischen $(-5/3)$ Anstieg aufweist (Abb.3). Die Spektralwerte unterhalb der Grenzfrequenz sind in Abbildung 3.5 nicht dargestellt.

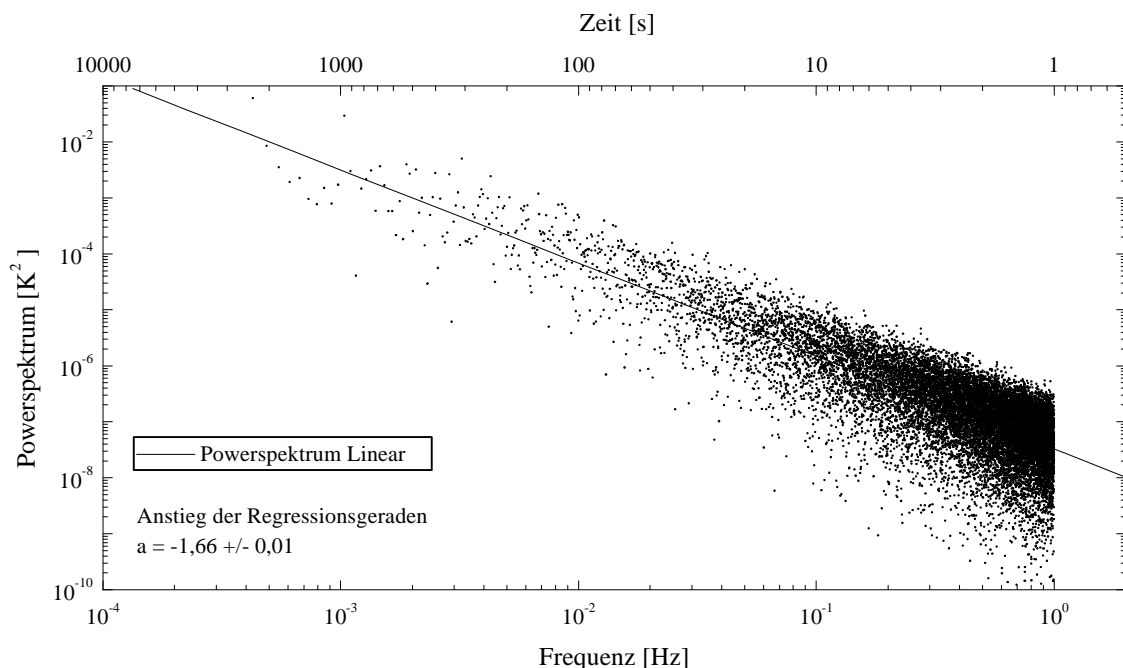


Abb.3: Spektrale Energieverteilung $E(f)$ der simulierten turbulenten Zeitreihe (Kolmogorov-Modell) in doppelt logarithmischer Darstellung.

5. Reale Messbedingungen

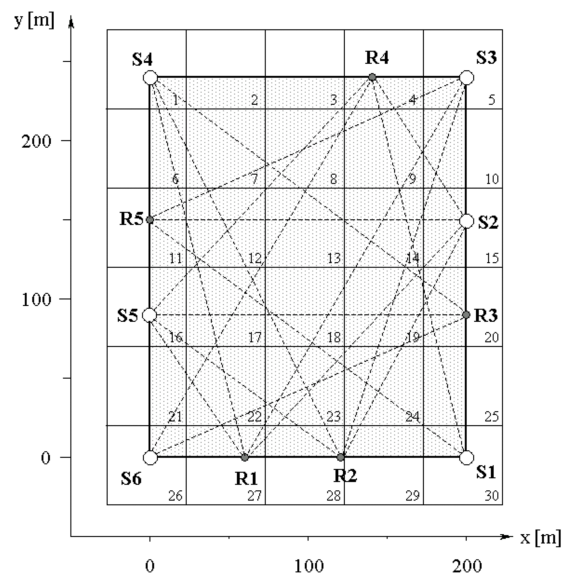
Um den Einfluss des tomographischen Algorithmus auf die turbulente Struktur von Messdaten zu untersuchen, werden reale Messbedingungen simuliert. Dazu müssen die Größe der Messfläche, die Ausdehnung der einzelnen Gitterzellen und die Positionen der Sender und Empfänger vorgegeben werden. Die simulierte turbulente Reihe der akustisch virtuellen Temperatur kann auf das Gitter projiziert und entsprechend der Laufwege der Schallstrahlen in Laufzeiten umgerechnet werden. Diese Größen wiederum gehen gemeinsam mit den Koordinaten der Sender und Empfänger als Eingangsgrößen in den tomographischen Invertierungsalgorithmus ein. Als Ergebnis erhält man Langsamkeiten, die in Temperaturen umgerechnet und mit den simulierten Eingangsdaten verglichen werden können.

5.1. Verteilung der simulierten Daten auf das Tomographiegitter

Zum Test der Rekonstruierbarkeit turbulenter Strukturen mittels des Verfahrens der akustischen Laufzeittomographie wurde auf die Messgeometrie aus einem Feldexperiment (Arnold und andere, 2001a; Ziemann und andere 2001) zurückgegriffen. Die Messfläche spannte ein Areal von $200 \times 240 \text{ m}^2$ auf und wurde von 30 Schallstrecken (6 Sender, 5 Empfänger) auf verschiedenen Ausbreitungswegen durchlaufen. Die Abstände zwischen den einzelnen Sendern und Empfängern variierten zwischen 60 m und etwa 280 m. Bei einer akustischen virtuellen Temperatur von 283,16 K ergibt sich für die Laplacesche Schallgeschwindigkeit nach Gleichung (1) ein Wert von 337,3 m/s. Für die betrachteten Wegstrecken beträgt die Schalllaufzeit somit zwischen 0,2 s und 0,8 s. Da die Schallwelle auf ihrem gesamten Ausbreitungsweg von den meteorologischen Umgebungsbedingungen modifiziert wird, kann diese Zeit als Mittelungszeit betrachtet werden. Schnellere Fluktuationen können bei der gewählten Versuchsanordnung mit dem Verfahren der akustischen Laufzeittomographie nicht aufgelöst werden.

Um eine ausreichende Überdeckung der einzelnen Gitterzellen mit Schallstrahlen zu gewährleisten, wurde eine Gitterweite von 50 m in beiden horizontalen Richtungen festgelegt. Die Verteilung der Sender (S), Empfänger (R), sowie die Lage der einzelnen Schallstrahlen und Gitterzellen ist in Abbildung 4 dargestellt.

Abb. 4: Positionierung der Schallsender (S1...S6) und der Empfänger (R1...R5) am Rand des Messgebietes und die daraus resultierenden Schallstrahlenverläufe (gestrichelte Linien). Ebenfalls dargestellt ist das tomographische Gitter (Gitterzellenweite: 50 m – durchgezogene Linien) sowie die Bezeichnung der einzelnen Gitterzellen von 1 bis 30.



Die simulierte Zeitreihe muss nun in geeigneter Weise auf das Messfeld übertragen werden, damit das charakteristische Turbulenzspektrum erhalten bleibt. Aus diesem Grund wurde angenommen, dass die vorgegebene Zeitreihe mit einer mittleren Advektionsgeschwindigkeit über das vorgegebene Tomographiegitter transportiert wird. Ein simulierter Messpunkt wurde dabei fortfolgend je einer Gitterzelle zugeordnet. Zum Zeitpunkt Null befindet sich also in Zelle 1 die erste simulierte Temperatur, in Zelle 2 die zweite usw.. Für das folgende Tomogramm befindet sich der zweite „Messwert“ in Zelle 1, der dritte in Zelle 2 usw. (vgl. Abb. 5). Auf diese Weise bleibt die zeitliche Struktur der Reihe für jede Gitterzelle erhalten und kann nach der Tomographie untersucht werden.

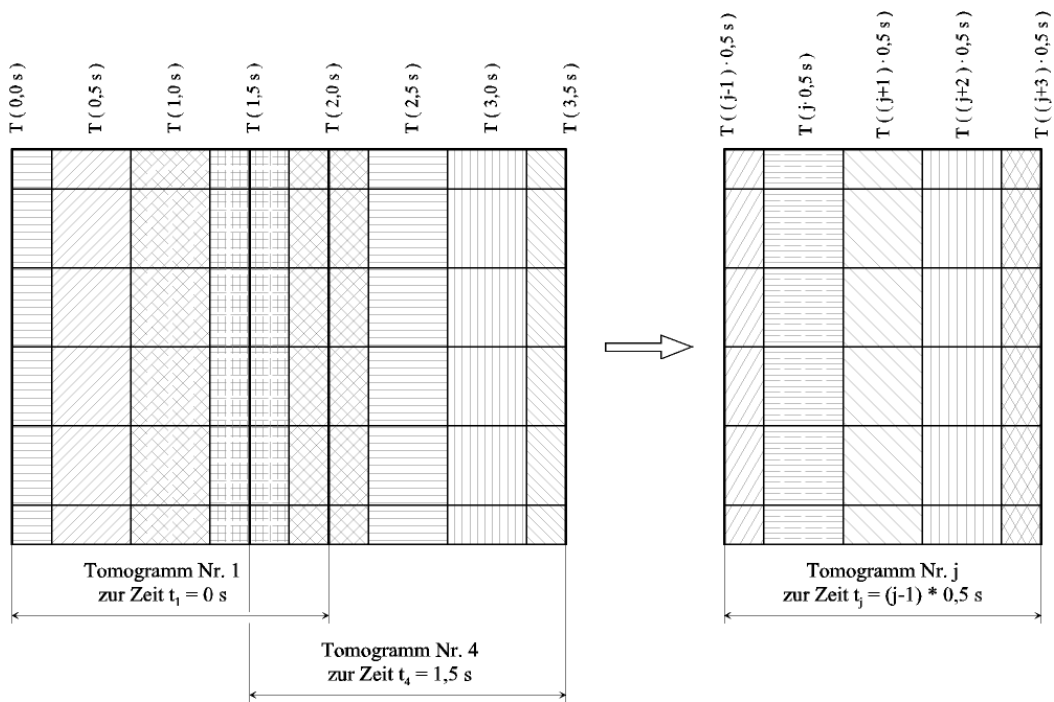


Abb. 5: Verteilung der simulierten Temperaturzeitreihe $T(t_i)$ auf das tomographische Gitter zu verschiedenen Zeiten (schematisch)

5.2. Anpassung der simulierten Spektren an reale Messbedingungen

Die Simulation der Ausgangsreihe erfolgte unter der Annahme, dass das Schallsignal bei den gegebenen Verteilungen der Sender und Empfänger im Messgebiet eine Zeit von durchschnittlich 0,5 s benötigt, um den Weg zwischen jeweils einem Sender und einem Empfänger zurückzulegen. Da die Schallstrahlen auf dem gesamten Ausbreitungsweg modifiziert werden, entspricht die Laufzeit einem zeitlichen Filter, bei dem Fluktuationen der meteorologischen Größen mit einer geringeren Periodendauer, durch die angewendete Messmethode herausgemittelt werden.

Das Verfahren der akustischen Tomographie erlaubt allerdings keine Registrierung mit einer so hohen zeitlichen Auflösung. Diese wird begrenzt durch die Aufnahmedauer der akustischen Signale selbst und durch die Übertragungszeit, die benötigt wird, um die registrierten Signale der einzelnen Datenlogger über eine Ringleitung an einen zentralen Rechner zu senden und sie dort zu speichern. Erst nach diesen Schritten kann eine erneute Messung erfolgen. Auf diese Weise werden dem zugrundeliegenden Prozess nur stichprobenartig einzelne Messwerte entnommen.

Der Effekt der realen Messwerterfassung wird bei den Simulationen berücksichtigt, indem der simulierten turbulenten Reihe entsprechend der zeitlichen Auflösung des akustischen Systems einzelne Daten entnommen werden. Der den Messungen zugrundeliegende physikalische Prozess wird durch die Reihe mit einer zeitlichen Auflösung von 0,5 s repräsentiert, die neue „verkürzte“ Reihe entspricht den Messdaten, die aus den Laufzeiten der Schallsignale bestimmt werden.

Abbildung 6 soll die Auswahl der einzelnen Messpunkte aus der simulierten turbulenten Zeitreihe veranschaulichen, wobei die „Messung“ mit einer Auflösung von 30 Sekunden erfolgt. Zusätzlich eingezeichnet sind die Genauigkeitsgrenzen des tomographischen Verfahrens, dass für die Temperatur im betrachteten Entfernungsbereich der Sender und Empfänger mit etwa 0,5 K angegeben wird (siehe Abschnitt 2.3). Die verkürzte turbulente Zeitreihe wird im Folgenden als „Messreihe“ bezeichnet.

Bei der Sondierung der atmosphärischen Grenzschicht mit dem akustischen System ergeben sich aus den Unsicherheiten der Laufzeitmessung der Schallsignale sowie aus den Positionsbestimmungen der Sender und Empfänger Unsicherheiten für die Bestimmung meteorologischer Parameter. Bei der Simulation von Messreihen, die den real gemessenen Daten möglichst genau entsprechen, müssen diese Fehler berücksichtigt werden. Man kann sie als weißes Rauschen ansehen, das dem wahren Signal überlagert ist. Zur Simulation der zufälligen Fehler wurde zu jedem Datenpunkt der Messreihe eine Zufallszahl addiert, deren Wert entsprechend der Unsicherheit des Verfahrens zwischen plus und minus 0,5 K variiert. Somit ergibt sich eine fehlerbehaftete Zeitreihe, die den wahren Messwerten des akustischen Systems entspricht.

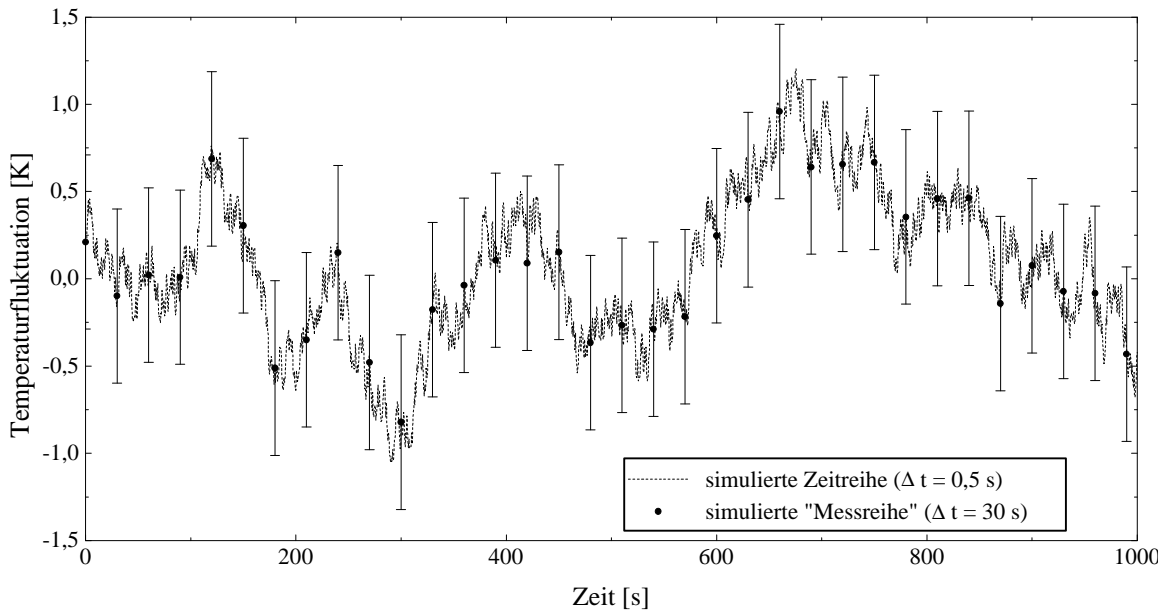


Abb. 6: Auswahl einzelner Datenpunkte aus der simulierten turbulenten Reihe entsprechend der zeitlichen Auflösung des akustischen Messsystems. Als Fehlerbalken eingezeichnet sind die Unsicherheiten des akustischen Systems bezüglich der Temperaturbestimmung.

6. Tomographische Rekonstruktion simulierter Datensätze

Nachdem die simulierten Temperaturdaten auf das Tomographiegitter verteilt wurden und eine Umrechnung der Temperaturverteilung entsprechend des Schalllaufwegs in Laufzeiten erfolgte, kann eine tomographische Inversion der Daten erfolgen. Um den Einfluss des Tomographiealgorithmus abzuschätzen, werden die simulierten Daten mit den Ergebnissen der Rekonstruktion verglichen.

6.1. Zeitlich hochaufgelöste Reihe

In Abbildung 7 ist das Powerspektrum des turbulenten Temperatursignals vor und nach der Durchführung der tomographischen Rekonstruktion dargestellt. Der Einfluss des Tomographiealgorithmus im Bereich hoher Frequenzen ist deutlich erkennbar. Systematische Abweichungen lassen sich durch die Darstellung der normierten Differenzen der Amplituden des Spektrums vor und nach der Durchführung der tomographischen Bearbeitung verdeutlichen. Dazu wird der Wert $\Delta E_{\text{norm}}(f)$ definiert:

$$\Delta E_{\text{norm}}(f) \equiv \frac{E_{\text{vor}}(f) - E_{\text{nach}}(f)}{E_{\text{vor}}(f) + E_{\text{nach}}(f)} \quad (8)$$

$E_{\text{vor}}(f)$ ist der frequenzabhängige Wert der Amplitude des Powerspektrums vor der Tomographie, $E_{\text{nach}}(f)$ der entsprechende Wert danach.

Die Untersuchung der Powerspektren (Abb. 7) zeigt, dass die spektralen Amplituden für niedrige Frequenzen sehr gut miteinander übereinstimmen. Mit wachsender Frequenz fällt das Spektrum der Tomographiedaten jedoch sehr viel rascher ab, als das Spektrum der simulierten Daten und verhardt für die größten auflösbaren Frequenzen bei kleinen, aber nahezu konstanten Amplituden. Für die Abbildung wurden die Spektren der Gitterzelle 13 ausgewählt, das Verhalten ist jedoch auch bei der Analyse der anderen Gitterzellenwerte zu erkennen.

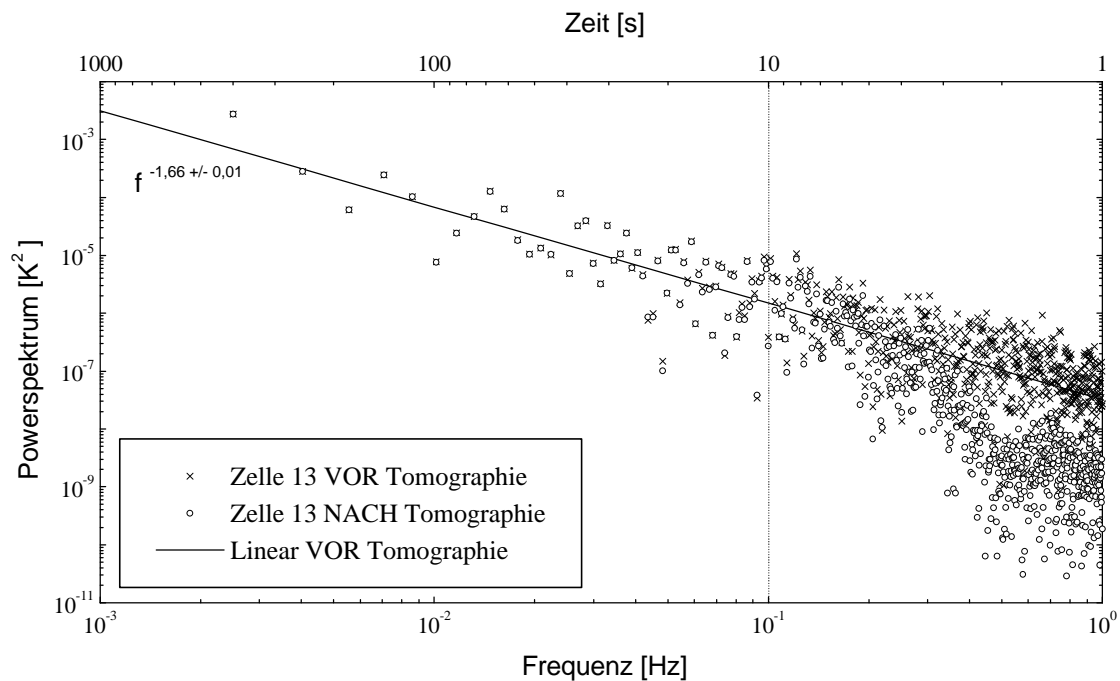


Abb. 7: Vergleich der Powerspektren der hochaufgelösten Temperaturzeitreihen ($\Delta t = 0,5$ s; Zelle 13) vor und nach der Tomographie. Ab einer Frequenz von etwa 0,1 Hz fällt das Spektrum nach dem tomographischen Algorithmus deutlich steiler ab. (Zur besseren Übersicht wurde nur jeder 25te Datenpunkt dargestellt)

Die Ursache hierfür ist in der Behandlung der Langsamkeiten im Tomographieprogramm zu finden: Wie bereits erwähnt, wurde ein Glättungsverfahren in das Programm zu Dateninvertierung implementiert, um auch bei fehlerbehafteten Daten bzw. bei nicht ganz optimaler Überdeckung der Messfläche mit Schallstrahlen eine stabile Konvergenz des tomographischen Algorithmus zu gewährleisten (vgl. Abschnitt 2.2). Der angewendete Mittelungsmechanismus entzieht der turbulenten Zeitreihe Informationen im Bereich schneller Fluktuationen, was sich durch die Absenkung der Spektralwerte für hohe Frequenzen äußert. Wird die tomographische Rekonstruktion ohne Glättung durchgeführt, unterscheiden sich die Spektren vor und nach der tomographischen Rekonstruktion nicht.

In Abbildung 8 sind die entsprechenden normierten Differenzen dargestellt, die nach Gleichung (8) aus den Spektren für Zelle 13 berechnet wurden. Unterschiede in den Werten zeigen sich in Abhängigkeit davon, ob bei der tomographischen Rekonstruktion der meteorologischen Felder eine Glättung (vgl. Abschnitt 2.2) implementiert (Abb. 8, links) oder keine solche Mittelung innerhalb des Feldes durchgeführt wurde (Abb. 8, rechts).

Für den Fall, dass eine Glättung durchgeführt wurde ist deutlich zu erkennen, dass die Streuung der normierten Differenz $\Delta E_{\text{norm}}(f)$ mit wachsender Frequenz zunimmt, wobei die Tendenz zu positiven Abweichungen klar ersichtlich ist. Aus Gleichung (8) wird deutlich, dass positive normierte Differenzen dann auftreten, wenn die Spektralwerte bestimmter Frequenzen vor der Tomographie größer sind, als die entsprechenden Werte danach. Dieser Verlauf zeigt somit ebenfalls, dass die Varianzbeiträge der höchsten Frequenzen (und somit sehr

schnelle Fluktuationen in den Zeitreihen) durch die Mittelung der Langsamkeiten bei der tomographischen Invertierung unterdrückt werden.

Die Zunahme der Streuung der normierten Differenzen für wachsende Frequenzen wird auch bei der entsprechenden Darstellung der normierten Differenzen ohne Verwendung eines Glättungsverfahrens bei der Invertierung der Laufzeitdaten deutlich. Als Ursache können kleiner werdende spektrale Amplituden, die mit wachsenden Frequenzen verknüpft sind, und die Art der Normierung in Gleichung (8) genannt werden. Die Tendenz zu positiven Werten und somit der Entzug von Energie im Bereich schneller Fluktuationen wird bei der Behandlung der Laufzeiten ohne Mittelung nicht beobachtet.

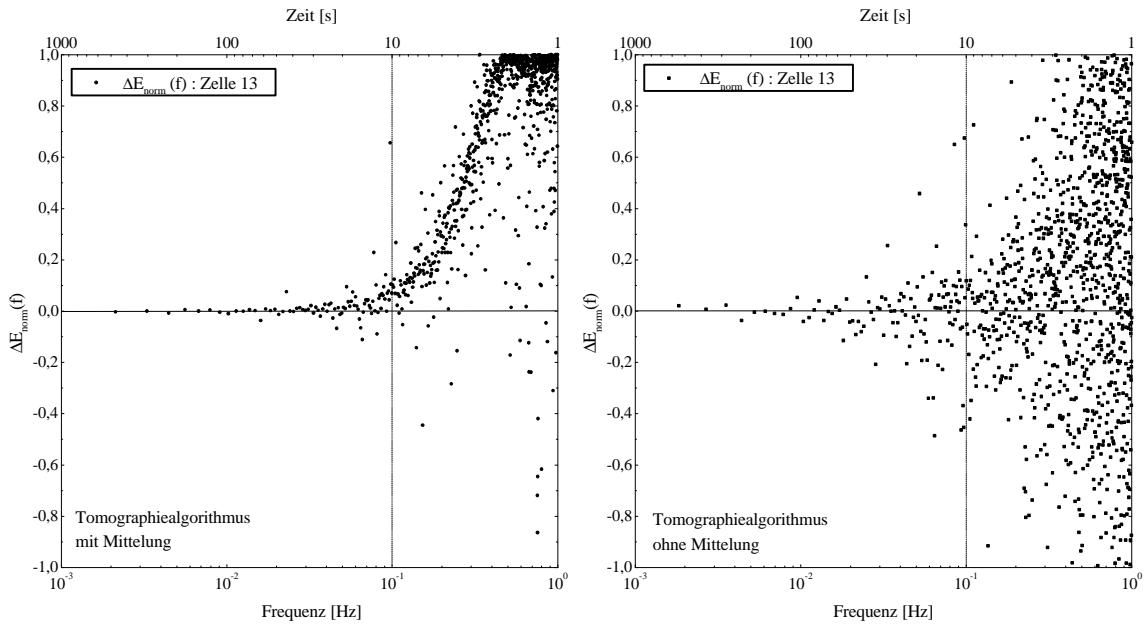


Abb. 8: Normierte Differenzen für Gitterzelle 13, wobei im linken Bild die Mittelung der Langsamkeiten im Tomographieprogramm wie im Text beschrieben durchgeführt wurde (siehe Abschnitt 2.2), im rechten Bild hingegen nicht.

6.2. Reale Messreihen

Das Spektrum einer simulierten Messreihe ohne Fehler ist in Abbildung 9 dargestellt. Ebenfalls eingezeichnet ist der Anstieg der Regressionsgeraden des Spektrums bei doppelt logarithmischer Abtragung von Frequenz und Powerspektrum.

Deutlich zu erkennen ist die stärkere Streuung der Spektralwerte im Vergleich zum Powerspektrum der simulierten turbulenten Reihe (Abb. 7), besonders im Bereich kleiner Frequenzen. Des Weiteren ist festzustellen, dass der Abfall des Spektrums weniger steil ausfällt. Im Vergleich zur simulierten turbulenten Zeitreihe, deren Powerspektrum eine $f^{-5/3} \approx f^{-1,67}$ Abhängigkeit aufgeprägt wurde, beträgt dieser Wert jetzt nur noch $f^{-1,06}$.

Als eine Ursache hierfür kann das Aliasing genannt werden: Bei der Transformation eines Signals aus dem Zeit- in den Frequenzraum können nur Frequenzen im Intervall $0 < f < f_c$ aufgelöst werden. Die Frequenz f_c wird als Nyquist-Frequenz bezeichnet. Sie ist eine Funktion des gewählten Zeitschrittes Δt und ist definiert als:

$$f_c = \frac{1}{2 \cdot \Delta t} \quad (9)$$

Durch die Auswahl einzelner Punkte aus dem turbulenten Signal und somit der Vergrößerung des Zeitschrittes können hochfrequente Fluktuationen nicht mehr aufgelöst werden. Diese Energieanteile verschwinden jedoch nicht, sondern werden in den aufgelösten Frequenzbereich zurückgespiegelt. Die Frequenzen dicht oberhalb der Nyquistfrequenz enthalten für den nicht

aufgelösten Teil des Spektrums die höchsten Energieanteile. Diese werden zu den Spektralwerten dicht unterhalb der Nyquistfrequenz addiert. Kleinere spektrale Anteile für Frequenzen, die sehr viel größer als f_c sind, werden zu den Spektralwerten der kleinsten Frequenzen addiert. Somit wird das Spektrum insgesamt flacher.

Fehlerbehaftete Messreihen zeigen das im Folgenden beschriebene spektrale Verhalten: Berechnet man die Regressionsgerade über alle Spektralwerte, fällt auf, dass das Spektrum noch flacher verläuft, als das der Messreihe ohne Fehler. Der Anstieg der Regressionsgeraden beträgt $-0,905 \pm 0,168$. Diese Abflachung tritt besonders bei hohen Frequenzen in Erscheinung und geht im Bereich der größten aufgelösten Frequenzen in ein „Weißes Rauschen“ über. Die Ursache für diesen Verlauf sind die zufälligen Fehler, die bei der Transformation in den Frequenzraum einen konstanten Hintergrund ergeben (Weißes Spektrum), der das tatsächliche Messsignal überlagert. Die Spektralwerte der eigentlichen Temperaturwerte für hohe Amplituden liegen im Bereich des Hintergrundrauschens oder darunter, so dass das Rauschen den Verlauf des Spektrums dominiert.

Die auf diese Weise erzeugten Messreihen werden auf das tomographische Gitter verteilt. Aus der festgelegten Gitterweite für das tomographische Messfeld (50 m) und der zeitlichen Auflösung der Messreihe (30 s) lässt sich die Advektionsgeschwindigkeit, mit der sich die simulierte Reihe über die betrachtete Fläche bewegt, mit etwa 1,7 m/s ($50 \text{ m/s} / 30 \text{ s}$) angeben. Auf diese Weise ergibt sich wiederum für jede der dreißig Gitterzellen eine Zeitreihe mit einer zeitlichen Auflösung von 30 s, die entsprechend der Schallausbreitungswege in Laufzeiten umgerechnet werden und den tatsächlich gemessenen Werten der Schallgeschwindigkeit und damit der Temperaturverteilung im Messgebiet entsprechen. Nach der tomographischen Inversion zeigen diese Daten im Vergleich zu den Verteilungen der meteorologischen Parameter folgendes Verhalten (Abb. 9): Ähnlich wie bei den bisherigen Spektren ist erkennbar, dass den hochfrequenten Anteilen durch den Mittelungsprozess im tomographischen Algorithmus Energie entzogen wird. Die zeitliche Auflösung der simulierten Messreihen beträgt 30 s, die höchste auflösbare Frequenz f_c liegt somit bei etwa 0,017 Hz.

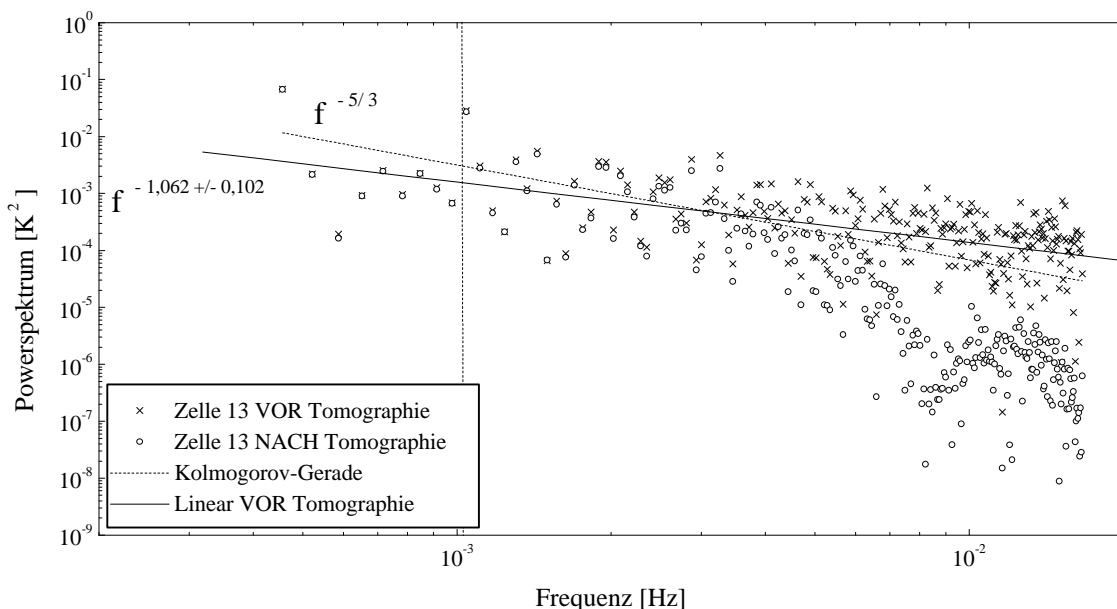


Abb. 9: Vergleich der Powerspektren der Messreihe ohne Fehler (Zelle 13) vor und nach der Tomographie. Ab einer Frequenz von etwa 0,0016 Hz fällt das Spektrum nach dem tomographischen Algorithmus deutlich steiler ab

Bei den Betrachtungen der hochaufgelösten Zeitreihe, bei der alle 0,5 s eine Temperatur simuliert wurde, lag der Wert für die Nyquist-Frequenz bei $f_c = 1 \text{ Hz}$. Die Frequenz, ab der sich die Turbulenzspektren vor und nach der Behandlung mit dem Tomographiealgorithmus deutlich

unterschieden, wurde bei etwa 0,1 Hz bestimmt, also bei $(f_c/10)$. In den Abbildungen der Powerspektren (Abb. 7, Abb. 9) ist der Wert $(f_c/10)$ durch eine vertikale Linie gekennzeichnet. Sowohl bei der simulierten Messreihe ohne, als auch bei der Zeitreihe mit Fehlern wird ab einer Frequenz von etwa 0,0016 Hz ein steilerer Abfall der Spektralwerte nach der Tomographie deutlich.

Auch das Spektrum der fehlerbehafteten Messreihe fällt nach der tomographischen Inversion im hochfrequenten Spektralbereich deutlich steiler ab, als davor. Somit wird der Einfluss des Rauschens, der besonders im hochfrequenten Teil des Spektrums in Erscheinung tritt, verringert.

Die Untersuchung der Spektren hinsichtlich ihrer relativen Abweichungen $\Delta E_{\text{norm}}(f)$ (vgl. Gleichung (8)) zeigt, dass ähnlich wie bei der hochaufgelösten simulierten turbulenten Reihe (vgl. Abb. 7) auch für die simulierten Messreihen die Streuung mit wachsender Frequenz (kleiner werdende Amplituden) zunimmt.

7. Schlussfolgerungen

Die Untersuchung von zeitlich hochaufgelösten Zeitreihen hat gezeigt, dass der hier verwendete Invertierungsalgorithmus selbst keine wesentlichen Veränderungen an der spektralen Struktur der Daten hervorruft. Die selektive Glättung kombiniert mit Wichtungsfaktoren, die während der Invertierung durchgeführt wird, um eine stabile Konvergenz des Iterationsprozesses zu ermöglichen und ein glatteres Rekonstruktionsbild zu erzeugen, das den in der Realität vorhandenen kontinuierlichen Verteilungen von physikalischen Größenwerten in der Atmosphäre näher kommt, bewirkt jedoch, dass dem hochfrequenten Teil des Spektrums Energie entzogen wird. Im zeitlichen Verlauf des Signals äußert sich dies in der Dämpfung schneller Fluktuationen.

Der Zeitschritt für die Simulation der Reihe wurde so gewählt, dass er der Laufzeit der akustischen Signale bei der betrachteten Anordnung der Sender und Empfänger entspricht. Somit spiegelt die zeitliche Auflösung der Reihe die Mittelungszeit über die meteorologischen Parameter wider, die die Schalllaufzeit auf dem gesamten Ausbreitungsweg modifizieren. Der gewählte Zeitschritt erlaubt es daher, alle erfassbaren Spektralbeiträge wiederzugeben.

Das akustische System hingegen unterliegt auf Grund der Datenerfassung (z.B. Abtastrate, Auflösung und Speicherung des Schallsignals) Einschränkungen, die eine zeitliche Auflösung der Messwerterfassung, die im Bereich der Schalllaufzeit liegt, nicht erlauben. Die Auswahl einzelner Datenpunkte aus der simulierten Reihe entsprechend der zeitlichen Abfolge der realen tomographischen Messungen bewirkt einen flacheren Verlauf des Spektrums, da nicht aufgelöste, hochfrequente Spektralanteile zu den Anteilen im Bereich der aufgelösten Frequenzen zugeordnet werden (Aliasing).

Des Weiteren sind reale Messungen mit Unsicherheiten verknüpft, die bei den Simulationen ebenfalls berücksichtigt wurden. Der damit verbundene Effekt wird bei der Analyse entsprechend modifizierter Reihen sichtbar: Das gesuchte Signal wird von einem weißen Rauschen (konstantes Hintergrundrauschen) überlagert. Kleine Energiebeiträge, die im Bereich der höchsten aufgelösten Frequenzen auftreten, werden fast vollständig überlagert, das Spektrum in diesem Bereich weiter abgeflacht. Die tomographische Inversion verbunden mit dem Mittelungsmechanismus zur Berechnung der akustisch virtuellen Temperatur aus gemessenen Laufzeiten bewirkt allerdings gerade in diesem Teil des Spektrums eine Verringerung der Energiebeiträge.

Die durchgeführten Sensitivitätsstudien zur Untersuchung der Fähigkeit des Verfahrens der akustischen Laufzeit-tomographie und des verwendeten Invertierungsalgorithmus, turbulente Strukturen im Bereich der atmosphärischen Grenzschicht wiederzugeben, haben gezeigt, dass vorgegebene turbulente Strukturen in Abhängigkeit von den aktuellen Messparametern aufgelöst werden können.

Für die derzeitige Wiederholungsrate einer Einzelmessung von 30 Sekunden und der im Rahmen des analysierten Experimentes erreichten Genauigkeit der Laufzeitmessungen zeigen die Untersuchungen, dass, eine mit theoretischen Vorgaben übereinstimmende turbulente Struktur der Atmosphäre vorausgesetzt, eine Mittelung über 20 aufeinander folgende Messungen notwendig ist, um die so erhaltenen Daten der meteorologischen Größen gegenüber den systembedingten Messunsicherheiten zuverlässig zu erfassen. Für die gewählten Versuchsbedingungen bedeutet das, dass turbulente Strukturen bis zu einer Periodendauer von 10 Minuten aufgelöst werden können. Eine höhere Auflösung könnte durch die Verkürzung der Wiederholungsrate bzw. durch eine Verkleinerung des Fehlers bei der Laufzeitmessung erreicht werden.

Literatur

- Arnold, K., 2000: Ein experimentelles Verfahren zur Akustischen Tomographie im Bereich der atmosphärischen Grenzschicht. *Wiss. Mit. Inst. f. Meteorol. Uni. Leipzig und Inst. f. Troposphärenforschung e. V. Leipzig*, 18, Diss..
- Arnold, K., A. Ziemann, A. Raabe, 2001a: Acoustic tomography in comparison to in-situ temperature and wind measurements. *Wiss. Mit. Inst. f. Meteorol. Uni. Leipzig und Inst. f. Troposphärenforschung e. V. Leipzig*, 22, S. 60-68.
- Arnold, K., A. Ziemann, A. Raabe, 2001b: Tomographic monitoring of wind and temperature in different heights above the ground. *Wiss. Mit. Inst. f. Meteorol. Uni. Leipzig und Inst. f. Troposphärenforschung e. V. Leipzig*, 23, S. 102-109.
- Barth, M., 2002: Sensitivitätsstudien zur Auflösung turbulenter Strukturen im Bereich der atmosphärischen Grenzschicht mit einem Verfahren der akustischen Laufzeittomographie. Inst. f. Meteorol., Fak. f. Physik und Geowiss. Uni. Leipzig, Diplomarbeit.
- Brunner, I., S. Friedel, F. Jacobs, E. Danckwardt, 1999: Investigation of a Tertiary maar structure using 3D resistivity imaging. *Geophys. J. Int.*, 136, S. 771-780.
- Humphreys, E., R. W. Clayton, 1988: Adaption of back projection tomography to seismic travel time problems. *J. Geophys. Res.*, 93, S. 1073-1085.
- Kaimal, J. C., J. E. Gaynor, 1991: Another look at sonic thermometry. *Boundary-Layer Meteorolog.*, 56, S. 401-410.
- Kaimal, J. C., J. J. Finnigan, 1994: *Atmospheric Boundary Layer Flows*. Oxford University Press, New York/ Oxford, 289 S..
- Kolmogorov, A. N., 1941: The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. *Dokl Akad Nauk SSSR*, 30, S. 301-305.
- Pierce, A. D., 1991: *Acoustics. An Introduction to its physical principles and applications*. Acoustical Society of America, New York, 678 S..
- Raabe, A., Arnold, K. und Ziemann, A., 2001: Near surface spatially averaged air temperature and wind speed determined by acoustic travel time tomography. *Meteorol. Z.*, 10, S. 61-70.
- Taylor, G.I., 1938: The spectrum of turbulence. *Proc. R. Soc. London, Ser. A.*, 164, S. 476-490.
- Wilson, D. K., D. W. Thomson, 1994: Acoustic propagation through anisotropic, surface-layer turbulence. *J. Acoust. Soc. Am.*, 96, S. 1080-1095.
- Wilson, D. K., 1998: Performance bounds for acoustic direction-of-arrival arrays operating in atmospheric turbulence. *J. Acoust. Soc. Am.*, 103, S. 1306-1319.
- Ziemann, A., 2000: Eine theoretische Studie zur akustischen Tomographie in der atmosphärischen Grenzschicht. *Wiss. Mit. Inst. f. Meteorol. Uni. Leipzig und Inst. f. Troposphärenforschung e. V. Leipzig*, 19, Diss..
- Ziemann, A., K. Arnold, A. Raabe, 2001: Acoustic tomography as a method to characterize measuring sites. *Wiss. Mit. Inst. f. Meteorol. Uni. Leipzig und Inst. f. Troposphärenforschung e. V. Leipzig*, 22, S. 50-59.
- Ziemann, A., 2002: Zum Einfluss vertikaler Gradienten meteorologischer Größen auf die Laufzeit von akustischen Signalen zwischen Schallquellen und Schallempfängern in der bodennahen Atmosphäre. *Wiss. Mit. Inst. f. Meteorol. Uni. Leipzig und Inst. f. Troposphärenforschung e. V. Leipzig*, 26, S. 31-42.

Auswirkungen unterschiedlicher Schallausbreitungsmodelle auf die Lärmprognose

Astrid Ziemann

Zusammenfassung:

Eine wichtige Aufgabe des Umweltschutzes besteht in der Überwachung von Geräuschimmissionen. Die Grenzen der bisher verwendeten, operationellen Verfahren zeigen sich vor allem darin, dass der Einfluss der Atmosphäre auf die Schallausbreitung nur unzureichend berücksichtigt wird. In dieser Studie wird deshalb ein Modell aus dem Bereich der geometrischen Akustik zur Einbeziehung des Atmosphärenzustandes in die Schallprognose vorgestellt. Das Modell SMART (Sound propagation model of the atmosphere using ray-tracing) bestimmt die durch Schallstrahlenrefraktion modifizierten Schallausbreitungsbedingungen für ein Gebiet entsprechend der vorgegebenen thermischen Atmosphärenschichtung und den Vertikalprofilen von Windgeschwindigkeit und -richtung. Ein wichtiger Schritt bei der Weiterentwicklung von SMART war die Implementierung eines Refraktionsgesetzes, welches die Schallstrahlenbrechung an Schichtgrenzen in einem zweidimensional geschichteten, bewegten Medium exakt beschreibt. Die Unterschiede in der Schallstrahlenberechnung zwischen diesem Modell und früheren Simulationen machen sich insbesondere für Entfernungen von der Schallquelle zwischen 1 und 3 km bemerkbar. Da in diesem Bereich eine verstärkte Lärmbelastung gegenüber vorangegangenen Simulationen auftritt, wird die Verwendung des physikalisch exakten Refraktionsgesetzes für eine bewegte Atmosphäre im Rahmen von Lärmschutzuntersuchungen empfohlen.

Summary:

An important problem regarding the environmental protection is the immission control of noise. The applicability of currently operational methods is limited because the influence of the atmosphere on the sound propagation is only insufficiently taken into account. Thus, a geometrical sound propagation model is presented in this study to include the state of the atmosphere into the forecast of noise immission.

The model SMART (Sound propagation model of the atmosphere using ray-tracing) calculates the modified sound propagation conditions due to sound-ray refraction for an area according to the given thermal stratification of the atmosphere and the vertical profiles of wind speed and wind direction. An important step during the further development of the model SMART was the implementation of a refraction law, that is exactly valid for the sound-ray refraction at the boundary between two layers with different properties inside a two-dimensional, stratified moving medium. Maximal differences between simulations with this model and former investigations occur at a distance of 1-3 km away from the sound source. A stronger noise immission is also notable in this area. Because of this result it is recommended to use the presented physically more exact refraction law for a moving atmosphere within the scope of noise immission control.

1 Einleitung

Lärm ist eine der größten und gleichzeitig am meisten unterschätzten Umweltbelastungen für den Menschen. Nach einer aktuellen, bundesweiten Umfrage des Umweltbundesamtes (UBA, 2003) unter mehr als 10000 Bürgerinnen und Bürgern fühlen sich mehr als zwei Drittel der

Befragten von Lärm belästigt. Damit besteht ein Bedarf an genauen Lärmprognosen im Rahmen des gesetzlich vorgeschriebenen Umweltschutzes und der Gesundheitsvorsorge.

Die Lärmbelastung an einem Ort ist neben den Eigenschaften der Lärmquelle (z.B. Quellstärke) insbesondere von den Umgebungsbedingungen während der Schallübertragung abhängig. Zu diesen Bedingungen zählen die meteorologische Situation (vertikales Temperatur- und Windprofil, Turbulenz) und die Eigenschaften des Untergrundes (Bodeneigenschaften, Bewuchs, Hindernisse). Die Grenzen der existierenden Richtlinien für die Einbeziehung dieser Phänomene in die Schallausbreitungsberechnung (TA Lärm, 1998; VDI 2714, 1988) zeigen sich vor allem darin, dass die atmosphärischen Einflüsse auf die Schallausbreitung nur unvollständig berücksichtigt werden (Kühner, 1993, 1997). Insbesondere werden die Auswirkungen von vertikalen Temperatur- und Windgradienten auf die Refraktion von Schallstrahlen und die damit verbundene Änderung der Lärmimmission nicht in die Berechnungen einbezogen. Modellsimulationen, welche eine Schallstrahlenrefraktion bei der Berechnung der Schalldruckpegelverteilungen berücksichtigen, weisen jedoch deutlich darauf hin, dass Temperatur- und Windprofil einen großen Einfluss auf die Schallausbreitung und die Lärmimmission an einem Ort ausüben (Turton et al., 1988a, b).

Deshalb wurde in den vergangenen Jahren ein Modell entwickelt (Ziemann, 2000; Raabe et al., 1998, 2000), das einerseits diesen wichtigen Aspekt bei der Schallausbreitung berücksichtigt und andererseits auch operationell für die Beantwortung von Lärmschutzfragen einsetzbar ist. Eine Weiterentwicklung dieses Modells besteht in der Anwendung eines modifizierten Refraktionsgesetzes für die Schallstrahlenberechnung, um den Einfluss des Windvektors physikalisch exakt zu erfassen. Die Analyse der Auswirkungen dieser veränderten Schallstrahlsimulation auf die Lärmprognose im Vergleich zu Studien mit einem Brechungsgesetz, welches den Windeinfluss nur approximiert (z.B. Modell LARKHILL, Turton et al., 1988a, b), ist Inhalt der vorliegenden Studie.

Im folgenden Kapitel wird das Schallstrahlenmodell SMART (Sound propagation model of the atmosphere using ray-tracing) mit seinen Eigenschaften und Anwendungsgrenzen vorgestellt. Kapitel 3 beschreibt die durchgeführten Rechnungen zur Schallausbreitung unter verschiedensten meteorologischen Bedingungen mit dem verbesserten Refraktionsgesetz. In den folgenden beiden Kapiteln werden die mit diesen Berechnungen durchgeführten Lärmprognosen vorgestellt und die Unterschiede zu früheren Ergebnissen diskutiert.

2 Schallstrahlenmodell SMART

2.1 Modelleigenschaften

Für die vorliegende Studie wird das zweidimensionale Schallstrahlenmodell SMART angewendet (siehe auch Ziemann, 2000, 2002; Ziemann et al., 2001). Ausgehend von einer Schallquelle, von der ein Schallstrahlenbündel ausgesendet wird, kann unter Anwendung des Refraktionsgesetzes der zurückgelegte Schallweg verfolgt werden.

Die vereinfachende Annahme einer geschichteten Atmosphäre führt zu einer vertikalen Einteilung der Modell-Atmosphäre in verschiedene Schichten. Unter der Voraussetzung, dass die Atmosphärenschichten nur eine sehr geringe vertikale Ausdehnung (ca. 10-50 cm) besitzen, können die meteorologischen Größen als konstant innerhalb dieser Schichten angesehen werden. Der Schallstrahl wird deshalb als Gerade innerhalb dieser Schicht bis zur Refraktion an der nächsten Schichtgrenze approximiert.

Die Schallstrahlenausbreitung mit großen Emissionswinkeln (in Bezug auf das Einfallslot des Schallstrahls) ist sehr sensitiv auf die meteorologischen Bedingungen (siehe Raabe et al. 1998; Ziemann, 2000). Bei einer Schallstrahlenmodellierung ist der Winkelbereich um 90° (Horizontalabstrahlung) deshalb besonders stark aufzulösen, da bereits kleinste Änderungen

der Emissionswinkelwerte zu großen Änderungen in der Reichweite eines Schallstrahles führen können.

Ein Beispiel für eine Schallstrahlenverfolgung mit unterschiedlichen Temperaturprofilen und einem Windprofil mit Zunahme der Windgeschwindigkeit mit der Höhe bei konstanter Windrichtung ist in den Abbildungen 1 und 2 dargestellt. Die Schallabstrahlung erfolgt sowohl in Windrichtung (Mitwind) als auch in Gegenwindrichtung.

Als Abstrahlwinkel von der Schallquelle (in Erdbodennähe) wurde ein Bereich von 80° bis 89° gewählt. Ein Schallstrahl kann entlang eines Wertes für den Emissionswinkel verfolgt werden.

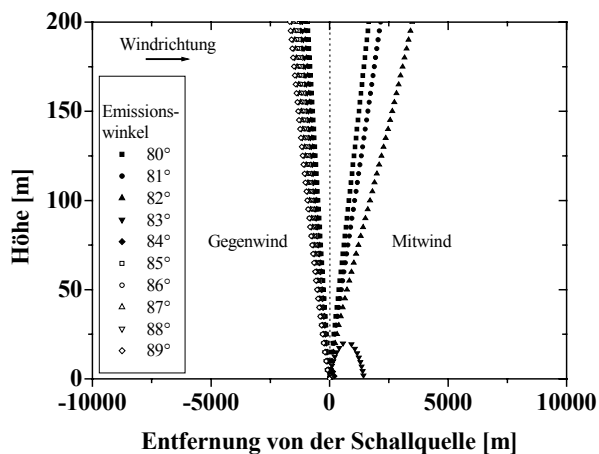


Abb. 1: Schallstrahlenverlauf (Emissionswinkel: 80° ... 89°) für eine Lufttemperaturabnahme um $1\text{ K}/100\text{ m}$.

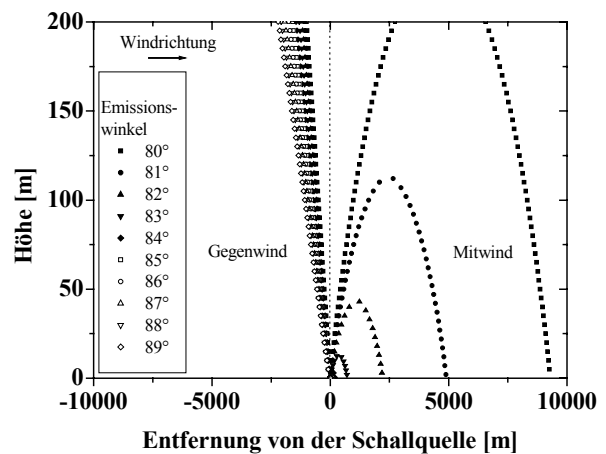


Abb. 2: Schallstrahlenverlauf (Emissionswinkel: 80° ... 89°) für eine Lufttemperaturzunahme um $1\text{ K}/100\text{ m}$.

Beim Vergleich der Abbildungen 1 und 2 zeigt sich, dass für die gewählte Kombination aus Temperatur- und Windprofil der Einfluss des vertikalen Windgradienten auf die Schallstrahlenausbreitung gegenüber dem Effekt des vertikalen Temperaturgradienten überwiegt.

Für beide Temperaturprofile entsteht in Gegenwindrichtung (negative Entfernung von der Schallquelle) eine Schallschattenzone, d.h., die Schallstrahlen werden von der Erdoberfläche weg gebrochen. In Mitwindrichtung (positive Entfernung von der Schallquelle) sind etwas größere Unterschiede zwischen Abbildung 1 und 2 zu erkennen. Bei einer Abnahme der Temperatur mit der Höhe werden nur Strahlen mit nahezu horizontalem Abgang von der Schallquelle (Emissionswinkel nahe 90°) zur Erdoberfläche zurückgebrochen. Bei einer Temperaturzunahme (Inversion) sind diese lärmbegünstigten Zonen wesentlich ausgedehnter. Dieses einfache Beispiel zeigt die Notwendigkeit der gekoppelten Betrachtung von vertikaler Temperatur- und Windschichtung bei der Schallstrahlensimulation. Dieser Umstand wird in den aktuellen Richtlinien zur Schallausbreitungsberechnung (VDI 2714, 1988) bisher jedoch nur unzureichend berücksichtigt.

2.2 Weiterentwicklung des Modells

2.2.1 Refraktionsgesetz

In einem bewegten Medium stimmen, im Gegensatz zum unbewegten Medium, die Richtungen der Schallenergieausbreitung (Schallstrahlenrichtung) und der Wellenfrontnormalen nicht überein (unterschiedliche Refraktionswinkel). Dementsprechend muss zwischen einem Refraktionsgesetz für die Wellenfrontnormale und für den Schallstrahl selbst unterschieden werden (siehe Ostashev et al., 2001).

Unter Annahme eines geschichteten Mediums hängen die adiabatische Schallgeschwindigkeit c und die Windgeschwindigkeit v (Komponente in Schallausbreitungsrichtung) nur von der Höhe z ab.

Für die Refraktion der Wellenfrontnormalen an einer Schichtgrenze zwischen zwei Schichten mit unterschiedlichen Werten für die Laplacesche Schallgeschwindigkeit, c_1 und c_2 , und für die horizontale Windgeschwindigkeit (Komponente in Schallausbreitungsrichtung), v_1 und v_2 , folgt aus dem Refraktionsgesetz von Rayleigh (Rayleigh, 1945) eine Gleichung für den Refraktionswinkel

$$\sin(\theta_2) = \frac{c_2 \sin(\theta_1)}{c_1 + \sin(\theta_1)(v_1 - v_2)}, \quad (1)$$

wobei der Einfallswinkel θ_1 und der Refraktionswinkel θ_2 die Winkel zwischen Wellenfrontnormale und Einfallslot auf die Schichtgrenze kennzeichnen. Die Laplacesche Schallgeschwindigkeit c ist von der Lufttemperatur T und der spezifischen Luftfeuchte q sowie der spezifischen Gaskonstanten für trockene Luft R_a und dem Verhältnis der spezifischen Wärmen bei konstantem Druck und bei konstantem Volumen für trockene Luft κ_a abhängig:

$$c = \sqrt{\kappa_a R_a T (1 + 0.513q)}. \quad (2)$$

Ein Refraktionsgesetz der Form (1) wurde z.B. von Gutenberg (1951) und Wöhle (1984) auch als Refraktionsgesetz für Schallstrahlen angewendet. In operationellen Anwendungen zur Lärmprognose (z.B. Müller, 2002) sowie in einer früheren Version des Modells SMART (Raabe et al., 1998; Ziemann et al., 2001) wurde die Approximation, Schallstrahl gleich Wellenfrontnormale, ebenfalls genutzt.

Das exakte Refraktionsgesetz für die Brechung eines Schallstrahls an einer Schichtgrenze in einem zweidimensional geschichteten, bewegten Medium wurde u.a. von Ostashev et al. (2001) abgeleitet (siehe auch Ziemann, 2002). Unter der Annahme einer kleinen Mach-Zahl, $M = v/c$, ergibt sich für die Schallstrahlenrefraktion an einer Schichtgrenze zwischen zwei Schichten mit unterschiedlichen Werten für die Laplacesche Schallgeschwindigkeit, c_1 und c_2 , und für die horizontale Windgeschwindigkeit in Schallausbreitungsrichtung, v_1 und v_2 , eine Gleichung für den Refraktionswinkel α_2 :

$$\sin(\alpha_2) = c_2 \left(\frac{\sin(\alpha_1) - M_1}{c_1} \right) + M_2, \quad (3)$$

mit den Mach-Zahlen $M_1 = v_1/c_1$ und $M_2 = v_2/c_2$ und dem Einfallswinkel α_1 , wobei alle Winkel in Richtung der Normalen zum Schallstrahl gemessen werden.

Wenn die meteorologischen Größen innerhalb der beiden Schichten sowie der Einfallswinkel des Schallstrahls auf die Schichtgrenze bekannt sind, kann mit Hilfe dieses Refraktionsgesetzes (3) der exakte Schallstrahlenverlauf in einem zweidimensional geschichteten, bewegten Medium dargestellt werden.

2.2.2 Schalldruckpegelberechnung

Da der Schallpegel umgekehrt proportional zum Querschnitt einer der Bahn folgenden Schallstrahlenröhre ist, kann mit Hilfe geometrischer Größen aus der zweidimensionalen Schall-

strahlensimulation eine Berechnung der Schallpegeldämpfung in Abhängigkeit vom Abstand zur Schallquelle erfolgen.

Unter der Voraussetzung von Energieerhaltung bei der Schallausbreitung wird in einem sich aufweitenden Flächenausschnitt, der durch zwei Schallstrahlen 1 und 2 (siehe Abb. 3) mit unterschiedlichen Emissionswinkeln beschrieben wird, ein und derselbe Betrag an Schallenergie transportiert. Die Änderung des Schallintensitätspegels (Dämpfungspegel) im Immissionsniveau z_i ist bei konstanter Schallabstrahlung nur vom Verhältnis der Querschnittsflächen (im zweidimensionalen Fall eine Gerade) der Schallröhre in einem Referenzabstand und in einem aktuellen Abstand von der Schallquelle abhängig (Brekhovskikh und Godin, 1992).

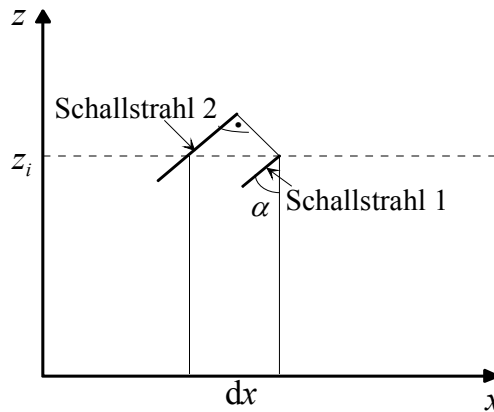


Abb. 3: Geometrie der Schallstrahlausbreitung zur Berechnung der Schallpegeldämpfung.

Die Änderung des Schallintensitätspegels I_i in Bezug auf einen Referenzpegel I_{ref} wird bestimmt aus:

$$L_{DI} = -10 \cdot \log\left(\frac{I_i}{I_{ref}}\right) = -10 \cdot \log\left(\frac{\cos\alpha_{ref} dx_{ref}}{\cos\alpha_i dx_i}\right). \quad (4)$$

Hierbei bezeichnen I_i die Schallintensität im Immissionsniveau, α_i den Emissionswinkel (maximaler Winkel von beiden betrachteten Strahlen) und dx_i die horizontale Entfernung zwischen den Schnittpunkten der beiden betrachteten Schallstrahlen mit dem Immissionsniveau z_i (siehe Abb. 3). Für die Referenzwerte $*_{ref}$ wird, in Übereinstimmung mit anderen Schallstrahlenmodellen (z.B. LARKHILL, Turton et al., 1988a, b), ein horizontaler Abstand von 1 m von der Schallquelle und außerdem eine ungestörte Schallausbreitung ohne den Einfluss von Vertikalgradienten meteorologischer Größen gewählt.

Die Dämpfungspegel werden nach Gleichung (4) in Abhängigkeit vom Abstand zur Schallquelle ermittelt und auf vorgegebene horizontale Abstandsintervalle (250 m bis 500 m, 500 m bis 750 m usw.) aufgeteilt. Falls in einem solchen Intervall mehrere Dämpfungswerte gesammelt werden, wird eine logarithmische Mittelung durchgeführt. Als Endergebnis erhält man einen Dämpfungspegelwert pro Abstandsintervall. Im Fall ohne meteorologischen Einfluss wird die bekannte Gesetzmäßigkeit der geometrisch bedingten Schallpegelabnahme um 3 dB bei Entfernungsverdopplung wiedergegeben.

Eine Umrechnung der Intensitätsdämpfung L_{DI} in eine Schalldruckpegeldämpfung erfolgt mit $L_{Dp} = 2 \cdot L_{DI}$.

Eine horizontale (x-y) Schallpegeldämpfungskarte entsteht durch die zweidimensionale (x-z) Berechnung der Schallstrahlen und Schallpegeldämpfungen entlang verschiedener horizontaler Blickrichtungen von der Schallquelle zum Immissionsort.

Bei den Berechnungen des Dämpfungspegels werden am Erdboden reflektierte Schallstrahlen nicht betrachtet, da hierfür die Bodeneigenschaften bekannt sein müssten. Darüber hinaus wurde von Kühner (1993) festgestellt, dass die Zusatzdämpfung für eine weitreichende Schallausbreitung in der Atmosphäre (> 2 km) nicht durch die Interferenz zwischen direktem Strahl und am Erdboden reflektierten Schallstrahl zustande kommt, sondern allein durch die inhomogene Atmosphäre verursacht wird.

2.3 Anwendungsgrenzen

Die Ausbreitung von Schallwellen kann mit der Schallstrahlenapproximation beschrieben werden, wenn die Modellvorstellungen der geometrischen Akustik anwendbar sind. Obwohl die Anwendung der Schallstrahlentheorie mit Einschränkungen verbunden ist (z.B. bei der Schallfeldbetrachtung im geometrischen Schallschatten), bietet die geometrische Akustik gegenüber Wellenmodellen folgende Vorteile: Veranschaulichung der Schallausbreitung in der Atmosphäre durch Berechnung von Schallstrahlen und einfache Berücksichtigung von räumlichen Inhomogenitäten in den Atmosphärenparametern durch Anwendung des Refraktionsgesetzes.

Aus der Gleichung zur Beschreibung der Schallwellen im bewegten Medium kann eine Bedingung abgeleitet werden, bis zu welcher Grenzfrequenz f die Modellvorstellungen der geometrischen Akustik anwendbar sind (siehe Boone und Vermaas, 1991):

$$|\nabla(c(x, y, z) + v(x, y, z) \cdot n) \cdot n| \ll 2\pi f . \quad (5)$$

Sowohl die Laplacesche Schallgeschwindigkeit c (in Abhängigkeit von der Lufttemperatur) als auch der Windvektor v (n ist der Einheitsvektor normal zum Schallstrahl) dürfen sich in Relation zur Schallfrequenz nur langsam ändern, damit Schallstrahlenmodelle angewendet werden können. Unter der Voraussetzung einer geschichteten Atmosphäre (Wind und Temperatur nur höhenabhängig) ergeben sich für eine vertikale Schallausbreitung die höchsten Grenzfrequenzen und für eine nahezu horizontale Schallausbreitung die geringsten Grenzfrequenzen, die für eine Anwendbarkeit der geometrischen Akustik eingehalten werden müssen. Da die Vertikalprofile der meteorologischen Größen üblicherweise in Bodennähe ihre größten Gradienten aufweisen, ist in diesem Bereich besonders auf die Einhaltung der Bedingung (5) zu achten. Eine Maximalwertabschätzung mit einer starken Temperaturabnahme von ca. 90 K/m in unmittelbarer Bodennähe ergibt z.B. eine Grenzfrequenz von 14 Hz. Unter mittleren Bedingungen am Tage, aber auch in der Nacht, liegen die Grenzfrequenzen jedoch weit unter diesem Wert, insbesondere dann, wenn größere Höhenniveaus (z.B. 2 m Höhe) betrachtet werden. In diesen Fällen ist die Anwendung von Schallstrahlenmodellen möglich. Der Frequenzinhalt des sich im Raum ausbreitenden Schallsignals muss dann für die Schallimmissionsprognose in Abhängigkeit von der Schallstrahlenrefraktion nicht weiter berücksichtigt werden.

3 Schallstrahlensimulationen

3.1 Datengrundlage

Die meteorologische Beeinflussung der Schallausbreitung, speziell der Schallstrahlenrefraktion, wird durch die vertikalen Gradienten der Temperatur, Luftfeuchte und des Windfeldes bestimmt. Eine Abschätzung zum Einfluss des vertikalen Luftfeuchtegradienten auf den Gradienten der Schallgeschwindigkeit zeigte, dass dieser Einfluss i.A. gegenüber dem von vertikaler Temperaturschichtung und Windscherung vernachlässigbar ist (siehe Ziemann, 2002).

Um die Schallausbreitungsbedingungen für eine Vielzahl meteorologischer Situationen zu berechnen, werden diese in verschiedene Klassen eingeteilt. Als Ergebnis von Sensitivitätsuntersuchungen (siehe Raabe et al., 2000, Ziemann et al., 2002) wurde eine Klasseneinteilung für die Gradienten von Lufttemperatur (5 Klassen), Windrichtung (24 Klassen) und Windgeschwindigkeit (13 Klassen) vorgenommen. Eine weitere Unterteilung erfolgt anhand von 2 Inversionsklassen, welche für die Temperaturprofilklassen 4 und 5 angewendet werden. Durch die Kombination von Temperatur- und Windprofilen entstehen 1551 Profilklassen. Die Schallausbreitungssituationen, die sich mit Hilfe dieser meteorologischen Profilklassen ergeben (siehe auch Raabe et al., 2000; Ziemann et al., 2001), unterscheiden sich signifikant voneinander, so dass die hohe Anzahl an Profilklassen gerechtfertigt ist (Ziemann et al., 2002).

3.2 Randbedingungen

Die Berechnungen der Schallstrahlen wurden mit dem Schallstrahlenmodell SMART in einem Modellgebiet mit einem Abstand bis zu 15 km Entfernung von der Schallquelle durchgeführt. Das Untersuchungsgebiet wurde dabei mit einer horizontalen (radialen) Auflösung von 250 m und einer Winkelauflösung (Azimut) von 10° untersucht (siehe Raabe et al., 2000). Als Emissionsniveau wurde die Erdoberfläche angenommen. Das Immissionsniveau liegt wie bei den vorangegangenen Untersuchungen in einer Höhe von 2 m.

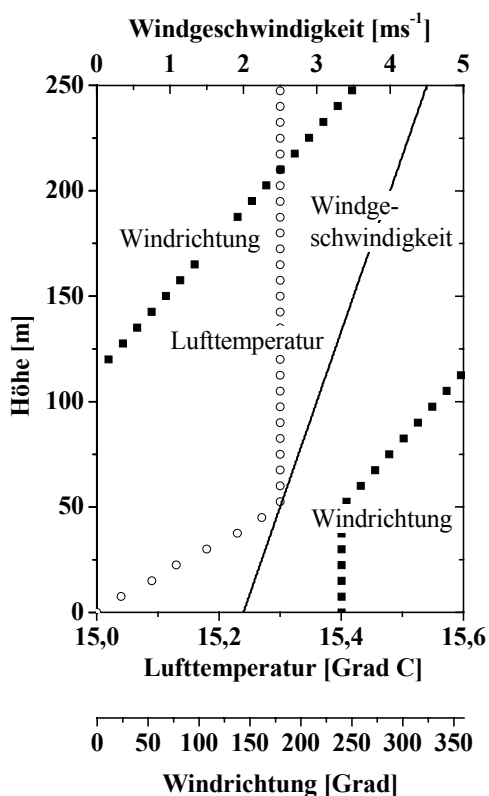


Abb. 4: Temperatur- und Windprofil der Profilkategorie Nr. 784.

Über 2000 Schallstrahlen in einem Emissionswinkelbereich von 17,8 Grad bis 89,998 Grad (zunehmende Schallstrahlendichte mit wachsendem Emissionswinkel) werden in ihrer vertikalen und horizontalen Ausbreitung verfolgt.

Eingangsdaten für die Simulationen waren die im Abschnitt 3.1 vorgestellten Profilklassen (Vertikalprofile von Lufttemperatur, Windgeschwindigkeit und -richtung), wobei Profile der meteorologischen Größen mit einer Höhenauflösung von 0,5 m verwendet wurden. Ein Beispiel für eine solche Profilkategorie ist in der Abbildung 4 dargestellt. Die Lufttemperatur nimmt bis in eine Höhe von 50 m linear zu und ändert sich in größeren Höhen nicht mehr. Die Windgeschwindigkeit nimmt ebenfalls linear mit der Höhe zu. Außerdem dreht der Wind von südwestlichen über nordöstliche auf südwestliche Richtungen.

3.3 Ergebnisse

Die Profile dieser Profilkategorie dienen nun als Eingangsdaten für das Schallmodell SMART. Der Verlauf einiger Schallstrahlen (Emissionswinkel 61 Grad bis 88 Grad) wird in der Abbildung 5 gezeigt. Der Winkel zwischen Schallausbreitungsrichtung und Windrichtung am Boden beträgt 0 Grad, die Schallausbreitung erfolgt hier also direkt in Mitwindrichtung. Für die Abbildung 5a wurde das Refraktionsgesetz für die Wellenfrontnormale (Gleichung 1) und für die Abbildung 5b das Refraktionsgesetz für den Schallstrahl (Gleichung 3) verwendet. Die meisten Schallstrahlen verlaufen für beide Simulationen sehr ähnlich. Nur in dem Bereich zwischen 3 und 5 km Entfernung von der Schallquelle, wo die Strahlen fokussiert werden und

sich teilweise schneiden, sind Unterschiede erkennbar. Dadurch entstehen unterschiedliche Auftreffpunkte der Schallstrahlen in Bodennähe, was in diesen Bereichen wiederum zu unterschiedlichen Lärmimmissionsprognosen führt.

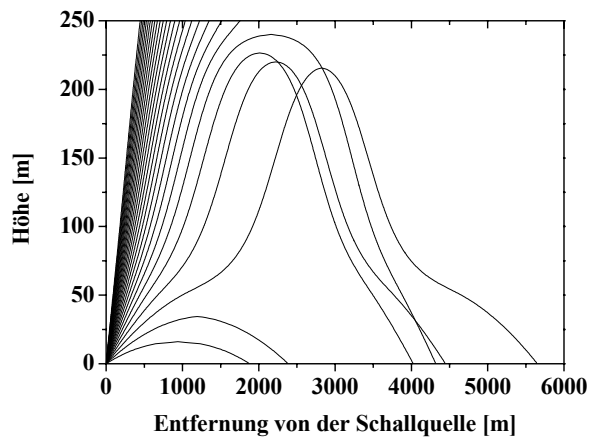


Abb. 5a: Schallstrahlenverlauf (Emissionswinkel: $61^\circ, 62^\circ, \dots, 89^\circ$) berechnet mit dem Refraktionsgesetz für die Wellenfrontnormale.

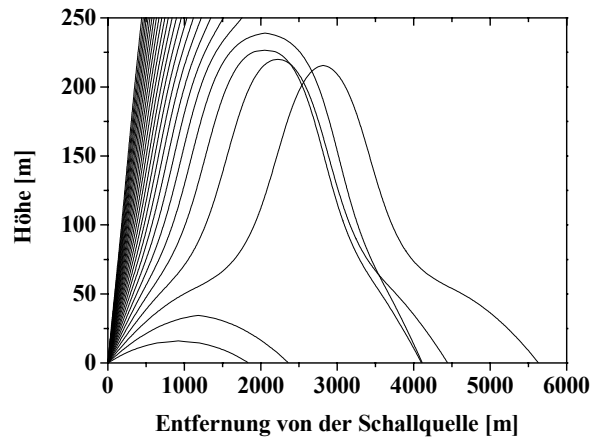


Abb. 5b: Schallstrahlenverlauf (Emissionswinkel: $61^\circ, 62^\circ, \dots, 89^\circ$) berechnet mit dem Refraktionsgesetz für den Schallstrahl.

4 Gegenüberstellung der Lärmprognosen

Ausgehend von den Schallstrahlenberechnungen für die 1551 meteorologischen Eingangsprofile wurden horizontale Schallpegelverteilungen für das Immissionsniveau in 2 m Höhe berechnet (siehe Abschnitt 2.2)

Die Ausgabedaten sind Schalldruckpegeldämpfungswerte infolge der modifizierten Wellendivergenz in Abhängigkeit von der Schallstrahlenrefraktion bis in eine Entfernung von 15 km von der Schallquelle und bezogen auf einen Referenzschalldruckpegel im Abstand von 1 m von der Schallquelle. Sehr hohe Dämpfungswerte kommen vor allem in den Schallschattenzonen zustande, in welche entsprechend der Schallausbreitung nach der geometrischen Akustik kein Schallstrahl eindringt. Hier wurde ein Grenzwert für die Dämpfung von 200 dB festgelegt, da ansonsten ein unendlich hoher Wert berechnet werden würde.

Ein Beispiel für die entsprechende Schalldämpfungsverteilung wird in Abbildung 6 gezeigt. Die meteorologischen Eingangsdaten für diese Dämpfungskarten sind in der Abbildung 4 und die dazugehörigen Schallstrahlenverteilungen in der Abbildung 5 dargestellt.

Diese Dämpfungskarten zeigen ausschließlich den Beitrag der Schallstrahlenrefraktion an, d.h., es wurde die Differenz zwischen einer Dämpfungskarte mit Wellendivergenz und Meteorologieeinfluss und einer Dämpfungskarte ausschließlich mit Wellendivergenz ohne eine refraktierende Atmosphäre gebildet. Die Darstellungen sind allgemein wie folgt zu lesen:

- Werte um Null dB kennzeichnen den fehlenden Einfluss einer Schallstrahlenrefraktion.
- Positive Werte stellen eine verstärkte Dämpfung (geringere Lärmbelastung durch eine Schallschattenzone, helle Flächen) dar.
- Negative Werte stellen eine verringerte Dämpfung (verstärkte Lärmbelastung, dunkle Flächen) des Schalldruckpegels infolge einer refraktierenden Atmosphäre dar.

Unter der Voraussetzung, dass das gesamte Gebiet betrachtet wird, kann eine ähnliche Wiedergabe der Schallausbreitungssituation durch die beiden Schallsimulationen mit den unterschiedlichen Refraktionsgesetzen festgestellt werden. Für verschiedene Bereiche in Mitwindrichtung (positive X-Werte), insbesondere beim Übergang in die geometrischen Schallschattenzonen (Dämpfung > 100 dB), sind jedoch auch größere Unterschiede zwischen den Dämpfungskarten feststellbar.

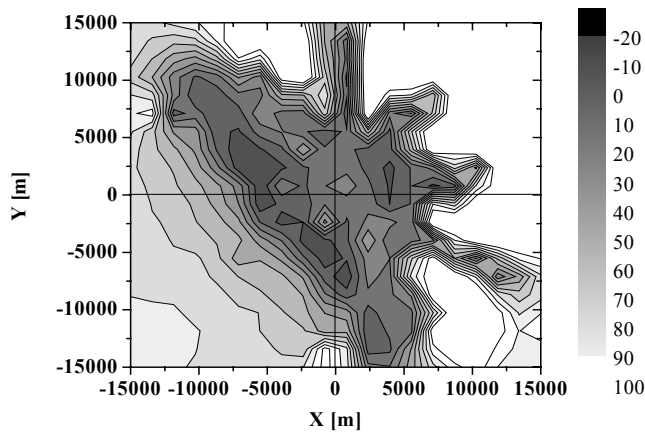


Abb. 6a: Meteorologisch bedingte Schalldruckpegeldämpfung in dB berechnet mit dem Refraktionsgesetz für die Wellenfrontnormale.

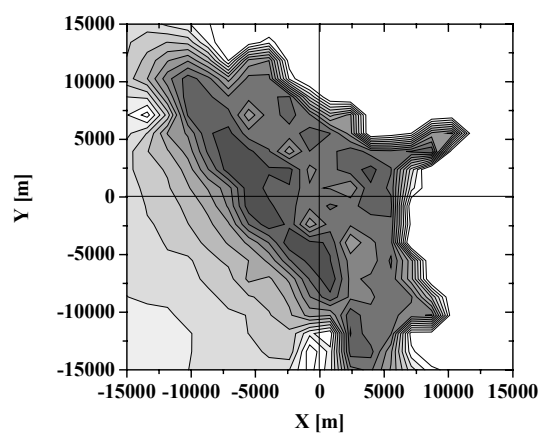


Abb. 6b: Meteorologisch bedingte Schalldruckpegeldämpfung in dB berechnet mit dem Refraktionsgesetz für den Schallstrahl.

Wenn alle Bildpunkte (Gesamtanzahl pro Bild: 2124) der oben dargestellten Dämpfungskarten miteinander verglichen werden, dann beträgt die relative Anzahl veränderter Bildpunkte (Abb. 6b gegenüber Abb. 6a) bei einem Schwellenwert von 5 dB für die Schallpegeldifferenz zwischen den Bildpunkten ca. 30% und bei einem Schwellenwert von 10 dB ca. 22% (siehe Abb. 7). Die prozentualen Anteile an veränderten Bildpunkten für alle anderen 1550 Eingangsprofilklassen liegen unterhalb dieser Werte und sind insbesondere vom Windgradienten abhängig. Bei den Profilklassen ohne einen höhenveränderlichen Wind sind die Dämpfungskarten gleich, da die Refraktionsgesetze (1 und 3) in diesem Fall ineinander übergehen.

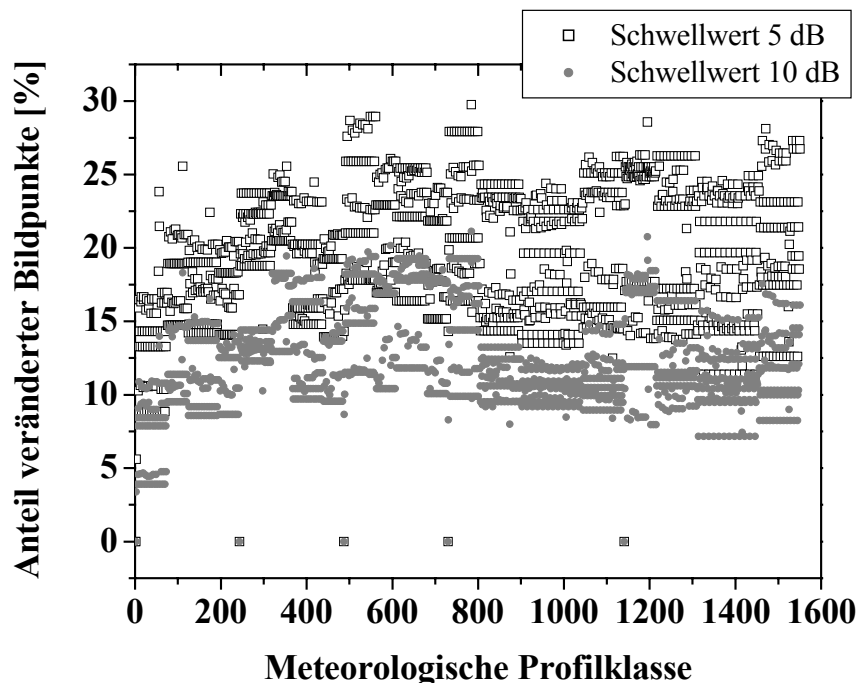


Abb. 7: Prozentualer Anteil veränderter Bildpunkte an der Gesamtanzahl von Bildpunkten bei der Simulation mit dem Refraktionsgesetz für Schallstrahlen gegenüber der Simulation mit dem Refraktionsgesetz für die Wellenfrontnormale für 1551 meteorologische Profilklassen.

5 Diskussion

Die Ergebnisse der Simulationen mit unterschiedlichen Refraktionsgesetzen wurden hinsichtlich der Häufigkeit des Auftretens bestimmter Schalldruckpegeldämpfungen geprüft. Dabei wurden die gesamte Dämpfung (mit Wellendivergenz) und die meteorologische Dämpfung (ohne Wellendivergenz) durch Schallstrahlenrefraktion untersucht.

Kritische Gebiete hinsichtlich einer verstärkten Lärmbelastung sind durch negative Werte der meteorologisch bedingten Zusatzdämpfung gekennzeichnet. In diesem Fall wird der Schalldruckpegel infolge einer Schallstrahlenkrümmung weniger stark gedämpft als für den Fall einer Atmosphäre ohne vertikale Temperatur- und Windgradienten.

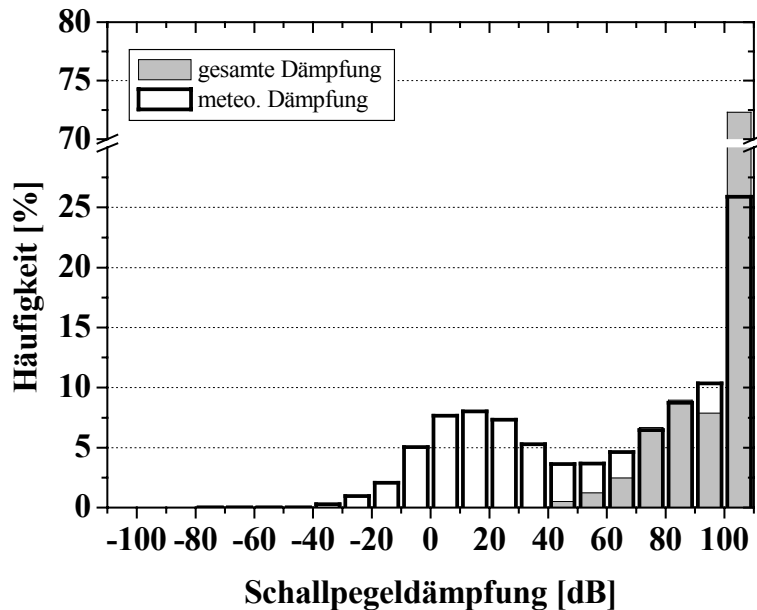


Abb. 8: Relative Häufigkeit des Auftretens bestimmter Werteklassen der Schallpegeldämpfung für die gesamte Dämpfung (modifizierte Wellendivergenz) und die meteorologisch bedingte Zusatzdämpfung (Schallstrahlenrefraktion) für Simulationen mit dem Refraktionsgesetz für Schallstrahlen.

Eine statistische Auswertung des Auftretens dieser negativen Zusatzdämpfungen (meteo. Dämpfung, siehe Abb. 8) zeigt, dass diese Situationen nicht sehr häufig auftreten. Da diese Fälle aber gerade zu einer hohen Lärmbelastung im entsprechenden Raumsektor führen und außerdem negative Werte der Zusatzdämpfung (Verstärkung) von einigen 10 dB möglich sind, ist auf diese Situationen in der Praxis besonders zu achten. Die Unterschiede zwischen den unterschiedlichen Simulationsergebnissen mit verschiedenen Refraktionsgesetzen ist für diese Auswertung nicht signifikant, d.h., für beide Simulationsreihen treten die verschiedenen Schallpegeldämpfungen

ungefähr mit der gleichen Häufigkeit auf.

Demgegenüber zeigen sich größere Unterschiede zwischen den verschiedenen Simulationen, wenn die Häufigkeit des Auftretens eines negativen meteorologischen Dämpfungsbetrages in Abhängigkeit von der Entfernung zur Schallquelle untersucht wird (Abb. 9). Hiermit wird bereits das in Abbildung 7 erzielte Ergebnis über die Anzahl an veränderten Bildpunkten unterstützt. Diese veränderten Bildpunkte treten offensichtlich auch in Bereichen der meteorologisch bedingten Lärmverstärkung auf und sind somit relevant für die Lärmprognose.

Die größten Unterschiede zwischen den verschiedenen Simulationen treten bei Entfernungen zwischen 1 und 3 km von der Schallquelle auf. Eine verstärkte Lärmbelastung infolge der Schallstrahlenrefraktion durch Temperatur- und Windgradienten tritt in diesem Entfernungsbereich ebenfalls am häufigsten auf. Dieses Ergebnis ist auf eine stärker ausgeprägte Refraktion von Schallstrahlen in Richtung Erdoberfläche (Totalreflexion) zurückzuführen. Damit wird besonders für den quellnahen Bereich durch die Verwendung des physikalisch exakten Refraktionsgesetzes (3) für bewegte Medien eine häufigere Lärmbelastung prognostiziert.

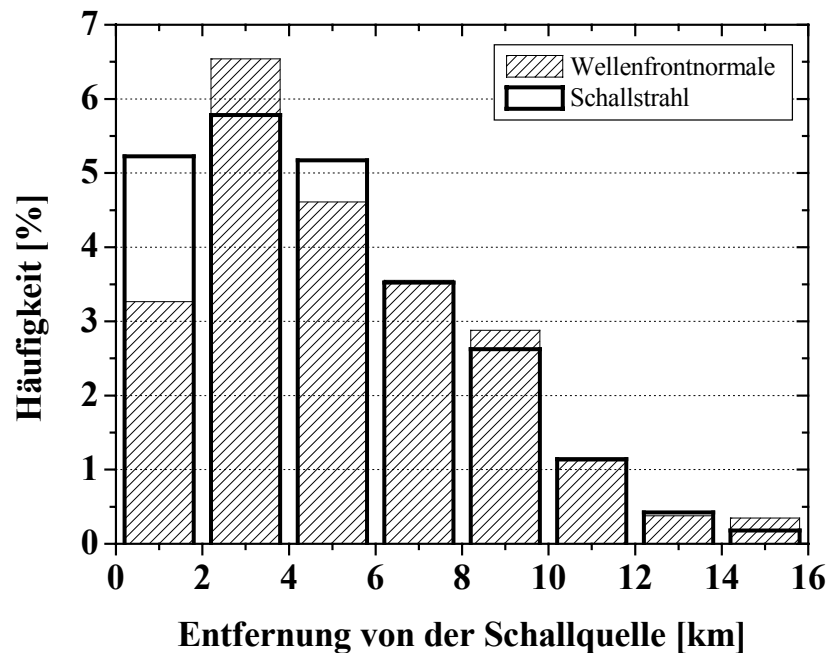


Abb. 9: Relative Häufigkeit des Auftretens negativer meteorologisch bedingter Schallpegeldämpfungen (verstärkte Lärmbelastung) für Simulationen mit dem Refraktionsgesetz für die Wellenfrontnormale bzw. für den Schallstrahl.

Für künftige Untersuchungen von Lärmschutzfragen, z.B. bei der Erstellung von Gutachten, sollte für die Schallausbreitungssimulation das Refraktionsgesetz für Schallstrahlen (3) Verwendung finden, um eine Maximalwertabschätzung für die mögliche Lärmbelastung eines bestimmten Gebietes richtig vornehmen zu können. Darüber hinaus sollten stets Temperatur- und Windprofile (Windgeschwindigkeit und Windrichtung) in die Schallausbreitungsberechnung einfließen, da die vertikalen Gradienten der meteorologischen Größen und die damit verbundene Schallstrahlenrefraktion erheblichen Einfluss auf die Lärmprognose haben können (siehe u.a. Ziemann et al., 2001). Es wird als notwendig erachtet, diesen Ansatz auch in den gesetzlichen Bestimmungen bzw. Richtlinien (z.B. VDI-Richtlinie 2714) für die Schallausbreitungsberechnungen zu berücksichtigen, da die aktuelle Verfahrensweise (Zusammenfassung des „Meteorologieeinflusses“ in einer Maßzahl) zu fehlerhaften Berechnungen führen kann.

Danksagung

Hiermit danke ich dem Bundesministerium für Verteidigung (Auftragsnummer: E/E91S/Z0520/X5114) für die finanzielle Unterstützung dieser Studie. Außerdem danke ich K. Hungershöfer für die kritische Durchsicht des Manuskripts.

Literatur

- Boone, M.M. und Vermass, E.A., 1991: A new ray-tracing algorithm for arbitrary inhomogeneous and moving media, including caustics. *J. Acoust. Soc. Am.* **90**, 2109-2117.
- Brekhovskikh, L.M. und Godin, O.A., 1992: *Acoustics of layered media II. Point sources and bounded beams.* Springer Series on wave phenomena, Volume 13, Springer-Verlag, Berlin, 395 S..
- Gutenberg, B., 1951: Sound propagation in the atmosphere. In: *Compendium of meteorology.* Am. Meteorol. Soc., Boston, 366-375.

- Kühner, D., 1993: Schallausbreitung im klimatologischen Mittel. Fortschritte der Akustik: Plenarvorträge und Fachbeiträge der 19. Deutschen Jahrestagung für Akustik/DAGA 93, 299-308.
- Kühner, D., 1997: Berechnung des Bodenmeteorologiemasses mit einem parabolischen Schallstrahlenmodell. Fortschritte der Akustik: Plenarvorträge und Fachbeiträge der 23. Deutschen Jahrestagung für Akustik/DAGA 97, 171-177.
- Müller, W., 2002: Berücksichtigung der Wettereinflüsse in einem modernen Schallortungssystem. In: Nolte, B. (Hrsg.), Vortragszusammenfassungen 13. Arbeitstagung „Anwendungen der Akustik in der Wehrtechnik“ 24.-26.09.2002 in Meppen, 104-110.
- Ostashev, V.E., Hohenwarter, D., Attenborough, K., Blanc-Benon, Ph., Juvé, D. und Goeckede, G.H., 2001: On the refraction law for a sound ray in a moving medium. *Acustica* **87**, 303-306.
- Raabe, A., Ziemann, A., Jagusch, F. und Arnold, K., 1998: Studie: Berücksichtigung atmosphärischer Schallausbreitungsbedingungen bei Messungen und Prognose von Schießlärm. Abschlußbericht zum Auftrag E/E91S/Y0922/X5114, 43 S..
- Raabe, A., Arnold, K. und Ziemann, A., 2000: Berücksichtigung atmosphärischer Schallausbreitungsbedingungen bei Messungen und Prognose von Schießlärm. Abschlußbericht zum Auftrag E/F360/X5144, 52 S..
- Rayleigh, J.W.S., 1945: *The theory of sound*, Dover, New York.
- TA Lärm, 1998: Sechste Allgemeine Verwaltungsvorschrift zum Bundes-Immissionsschutzgesetz § 48 BimSchG (Technische Anleitung zum Schutz gegen Lärm - TA Lärm), 26.08.1998. Gemeinsamen Ministerialblatt Nr. 26 des Bundes.
- Turton, J. D., Bennetts, D. A. und Nazer, D. J. W., 1988a: The Larkhill noise assessment model, Part I: Theory and formulation. *Meteorol. Magazine* **117**, 145-154.
- Turton, J. D., Bennetts, D. A. und Nazer, D. J. W., 1988b: The Larkhill noise assessment model, Part II: Assesment and use; *Meteorol. Magazine* **117**, 169-179.
- UBA, 2003: Internetseite <http://www.umweltbundesamt.de/uba-info-presse/presseinformationen/pd12602.htm>
- VDI 2714, 1988: Schallausbreitung im Freien, Beuth Verlag, Berlin.
- Wöhle, W., 1984: Wind- und Temperatureinflüsse auf die Schallausbreitung. In: Fasold, W., Kraak, W. und Schirmer, W. (Ed.): *Taschenbuch Akustik*. VEB Verlag Technik, Berlin, 83-95.
- Ziemann, A., 2000: Eine theoretische Studie zur akustischen Tomographie in der atmosphärischen Grenzschicht, *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig und Inst. für Troposphärenforschg. Leipzig* **19**, 141 S..
- Ziemann A., Arnold, K. und Raabe, A., 2001: Berücksichtigung atmosphärischer Schallausbreitungsbedingungen beim Lärmschutz. *Wiss. Mitt. Inst. f. Meteorol. Univ. Leipzig* **22**, 35-49.
- Ziemann, A.: 2002, Zum Einfluss vertikaler Gradienten meteorologischer Größen auf die Laufzeit von akustischen Signalen zwischen Schallquellen und Schallempfängern in der bodennahen Atmosphäre, *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig* **26**, 31-42.
- Ziemann, A., Arnold, K. Raabe, A., und 2002: Berücksichtigung atmosphärischer Schallausbreitungsbedingungen bei Messungen und Prognose von Schießlärm. Zwischenbericht zum Auftrag E/F360/X5144, 74 S..

Adresse:

Astrid Ziemann (ziemann@uni-leipzig.de)
 Institut für Meteorologie
 Universität Leipzig
 Stephanstr. 3
 04103 Leipzig

Spatial variability of temperature and wind over heterogeneous surfaces

K. Arnold, A. Ziemann, A. Raabe and G. Spindler

Abstract

Conventional micro-meteorological measuring methods are not particularly suitable for the investigation of the energy exchange under heterogeneous surface conditions. To consider the influence of the different surface properties, area-covered and spatially averaged meteorological measurements in combination with highly resolved simulations are necessary. In this context, the method of acoustic travel time tomography is introduced to provide information about the horizontal temperature and wind field.

Within a field experiment (STINHO-1; Melpitz 2001) the tomographic system and conventional meteorological equipment were utilised inside the investigation area with an extension of several hundred meters ($300 \times 700 \text{ m}^2$), which was arranged over areas with different surface properties: grassland and bare soil.

The results of the field experiment show that differences between the measuring systems (in-situ and remote sensing) exist and the heterogeneity of the underlying surface is visible in the near surface temperature and wind field at a scale, which can be resolved with highly resolved numerical models. Depending on the incoming solar radiation and the local advection regional distinctions in the air temperature and wind field as well as in the vertical sensible heat fluxes were observed.

The investigations demonstrate that the sensitivity of the Acoustic Tomography is sufficient to verify gradients in the meteorological fields even when the horizontal differences are small.

Zusammenfassung

Zur Untersuchung des Energieaustausches über heterogenem Gelände sind konventionelle mikro-meteorologische Messungen und Modellvorstellungen allein nicht ausreichend. Um den Einfluss unterschiedlicher Oberflächen besser berücksichtigen zu können, sind flächendeckende und räumlich mittelnde meteorologische Messungen kombiniert mit hoch aufgelösten numerischen Simulationen notwendig. In diesem Kontext wird die Methode der Akustischen Laufzeitomographie vorgestellt, mit der horizontale Wind- und Temperaturfelder in geeigneter Weise bereitgestellt werden können.

Im Rahmen eines Feldexperimentes (STINHO-1; Melpitz 2001) wurde das tomographische System zusammen mit konventionellen meteorologischen Geräten in einem Untersuchungsgebiet mit einer Ausdehnung von mehreren hundert Metern ($300 \times 700 \text{ m}^2$) über unterschiedlichen Oberflächen (Wiese und gepflügter Acker) eingesetzt.

Die Ergebnisse des Feldexperimentes zeigen, dass Unterschiede zwischen den einzelnen Messverfahren existierten und die Heterogenität der Unterlage in den oberflächennahen Temperatur- und Windfeldern auf einer Skala sichtbar ist, die mit kleinskaligen numerischen Modellen aufgelöst werden kann. Die vorgestellten Untersuchungen demonstrieren, dass die Sensitivität der Akustischen Tomographie hinreichend ist, um Gradienten meteorologischer Felder auch bei geringeren horizontalen Unterschieden nachzuweisen.

1. Introduction

Spatially averaged data have been conventionally provided by point measurements and additional interpolation or up-scaling algorithms. A relatively new way to obtain such values directly and with a high spatial and temporal resolution is the application of tomographic meth-

ods in the atmospheric surface layer. Here we use a type of acoustic travel time tomography where the sound speed can be determined by measuring the travel time of a signal at a defined propagation path. Applying a suitable procedure, measurements of the speed of sound can be used to reconstruct horizontal temperature and wind velocity fields. (ARNOLD et al., 1999; RAABE et al., 2000; ZIEMANN et al., 2001; TETZLAFF et al., 2002).

Up to now the Acoustic Tomography was used to provide temperature fields with a maximum range of approx. 200 to 300 m², under rough assumptions for the wind influence. For this study the tomographic array had to be enlarged in order to observe the influence of the inhomogeneous investigation area. Also the tomographic procedure had to be enhanced to supply independent spatial temperature and wind information.

The field experiment STINHO (S**TR**ucture of the turbulent fluxes under **INH**omogeneous surface conditions) in autumn 2001 was the first comprehensive attempt to arrange the tomographic array over a real landscape with different land-use types. The tomographically and conventionally measured results showed that due to the variable surface conditions horizontal gradients in the temperature and wind field developed.

Subsequent examinations should clarify, how these heterogeneous surface conditions influence the vertical sensible heat flux. These investigations should lead to a better understanding of the energy exchange above micro-scale heterogeneous surfaces.

2. Tomographic reconstruction technique

Tomography is applied as a measurement and an imaging technique, which provides a cross-section of the investigated area using the response of the medium of an external energy source. Spatial information about the investigated medium results from the inversion of all single line integrals between emitters and receivers (MUNK et al., 1995; WILSON et al., 2001).

The application of this technique to the atmosphere takes advantage of the facts that (1) the travel time of an acoustic signal between transmitter and receiver is a function of the actual meteorological conditions and (2) the atmosphere is roughly transparent to low-frequency sound, so that signals can be principally transmitted over distances of some hundred meters (TETZLAFF et al., 2002).

When this technique is transferred to the turbulent atmosphere, one prerequisite – constant properties during the exploration time – is hardly guaranteed. However, the successful application to the atmosphere was demonstrated in horizontal-slice schemes by SPIESBERGER and FRISTRUP (1990) and WILSON and THOMSON (1994) and in vertical-slice schemes by, e.g., CHUNCHUZOV et al. (1990).

In contrast to these studies ARNOLD et al. (1999), RAABE et al. (2001) and ZIEMANN et al. (1999) demonstrated the applicability of acoustic travel time tomography to detect absolute values of meteorological quantities (temperature and wind vector) without additional information apart from air humidity.

2.1 Derivation of temperature and wind data

To prepare data for tomographic application it is necessary to separate the coupled influences on the effective sound speed, which are the air temperature, the humidity and the wind vector. As first simplification the specific humidity was assumed as horizontally uniform and determined by additional measurements with standard sensors. To distinguish between the temperature and wind influence in this study we used for the first time the bi-directional sound propagation between several sound sources and receivers that were arranged perpendicular. Analogous to a sonic anemometer (see e.g. KAIMAL and GAYNOR, 1991) the wind components along the propagation path in both orthogonal directions as well as the sound speed c_L were determined independently (ARNOLD et al., 2003).

The thus obtained spatial distribution of the wind field is called ‘(wind-) tomogram’. The following recalculation of the spatial distribution of the air temperature field, by use of a tomographic reconstruction technique, provides the tomogram of the (acoustic virtual) temperature. This procedure is documented in detail in ZIEMANN et al. (1999) and RAABE et al. (2001).

2.2 Accuracy of the method

The data accuracy depends on several factors: the travel time and the sound path length determination, the signal processing, the separation technique, the environmental conditions as well as the quality of the tomographic reconstruction (ARNOLD, 2000; ARNOLD et al., 2001; ZIEMANN et al., 2002).

The measuring accuracy itself depends on the travel time determination as well as on the ascertainment of the ray path length between sources and receivers. The actual travel time accuracy amounts to about ± 0.3 milliseconds and a sound path determination to about ± 10 cm. The ray-path approximation affects both the direct travel-time analysis and the tomographic data reconstruction. For an error estimation regarding the straight-ray-path approximation the meteorological conditions were considered using the vertical sound speed gradient. With increasing sound speed gradient (depending on the vertical temperature and wind profile), the ray paths are curved stronger and the deviation from the linear path increases likewise (ARNOLD, 2000). The error made by this approximation was also quantitatively estimated using a sound-ray model including a generalized equation of refraction (cf. ZIEMANN et al., 2001). In summary, the straight-line approximation can be applied if we use path lengths of sound rays not more than some hundred meters over a relatively homogeneous surface, and if moderate vertical temperature and wind gradients are present.

With the actual measuring accuracy and for a source receiver distance of more than 200 m an exactness of the air temperature of ± 0.5 K and for the wind speed of ± 0.5 ms⁻¹ for one time step and as spatial mean is reachable, for shorter distances the error increases correspondingly (ARNOLD, 2000). A substantial decrease of the measuring inaccuracy is possible if the single measurements are temporally averaged. For instance with a repetition rate of one minute and an averaging interval over 10 minutes the measuring accuracy amounts to ± 0.5 K / $\sqrt{10} \approx 0.2$ K for the temperature, respectively.

However, there remains an uncertainty due to the influence of the separation of the temperature and wind vector on the sound speed.

3. Experimental Set-up

Within the framework of the VERTIKO network project (German Research Ministry funding – AFO2000) the field experiment STINHO was carried out in autumn 2001. The aims of the STINHO experiment were to determine the horizontal divergence of the sensible heat flux over heterogeneous surfaces and to verify the representativeness of point measurements for the surrounding area.

For the STINHO experiment the research station of the Institute for Tropospheric Research (IfT) in Melpitz (51°32' N, 12°54' E, 86 m a.s.l.) was used. The IfT research station is situated near the village Melpitz in the vicinity of the city of Torgau (river Elbe valley). The station is located on a flat 100-years-old meadow surrounded by agricultural land. For further information see SPINDLER et al. (2001).

The investigation area with an extension of 300×700 m² was arranged over a region with two typical different surface properties: one part was grassland (meadow) and the other was bare soil (recently tilled arable crop). Thus, due to the different vegetation properties and depending on the radiation conditions, horizontal differences in the air temperature field were expected.

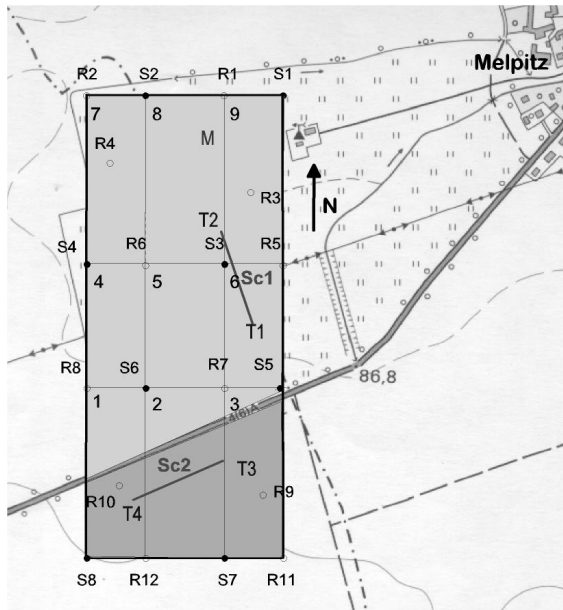


Figure 1: Layout of the area under investigation ($300 \times 700 \text{ m}^2$) at the research station Melpitz. The northern part of the array was grassland and southerly of the road was bare soil. The number 1 to 9 represent the wind cells, the receivers are labelled R1 to R12, the sources S1 to S8. T1 to T4 are the humitter sensors, Sc1 and Sc2 the scintillometer and M the routinely working 12 m profile mast.

Several measuring systems were utilized during the field experiment to compare the tomographic data set with in-situ measurements. In addition to the acoustic travel time tomography two scintillometer (Scintec SLS20) were used to provide horizontal line averaged turbulent heat fluxes. Supplementary conventional point measurements of temperature und humidity were carried out at four different points inside the array with humitter sensors (humidity – temperature probes (pt100) inside ventilated shelters). A 12 m wind (cup anemometer) and temperature (psychrometer) profile mast from the research station was also used for comparison with the tomographic data set.

Figure 1 illustrates the layout of the investigation area and the tomographic array. For the acoustic system twelve sound sources and eight receivers were positioned at the borders or inside the array. The positions of the transmitters and receivers were set in such a way that the coverage of the investigation area with sound paths is optimal and a bi-directional sound propagation between different pairs of transducers is ensured.

The large extension of the tomographic array affected that not all source-receiver connections can be used for the analysis. To ensure a roughly straight-ray sound propagation and for a practical signal/noise ratio only path lengths below 400 m (1.2 s travel time) were considered. Therefore, the number of possible sound paths is 62 (instead of 96 paths).

With these 62 sound speed line integrals and the mentioned extension of the investigation field, area averaged values for the air temperature can be provided for 32 grid cells ($100 \times 100 \text{ m}^2$). The temperature grid cells were arranged in such a way that all boxes overlap the borders of the measuring field with a half grid cell width (50 m). Due to the number of transmitter and receiver pairs the wind vector can be determined for 9 cells with an extension of $90 \dots 100 \times 180 \dots 260 \text{ m}^2$. The size of the wind cells depends on the distance between each transducer pair, whereby all pairs inside the array pertain also to the adjoining cell and the cells clash at the border.

The repetition interval is technically limited by the data transfer rate. Due to the data volume, we used a repetition rate of 1 min for the acoustic measurements.

4. Experimental Results

To present some results from the STINHO experiment, one sunny day during the measuring campaign with low wind speed from the South, the 06.10. 2001, was selected. This day was

chosen because the local variability of the meteorological parameters can be observed over longer periods, owing to the absence of mesoscale advection.

After separating the humidity influence, which was determined with the humitter sensors, the wind speed and direction inside the 9 cells (see fig. 1) were calculated using reciprocal sound propagation. As another result, the air temperature distribution for the 32 grid cells can be calculated with the tomographic algorithm.

Figure 2 provides examples for combined temperature/wind tomograms. These pictures show a horizontal slice of 30 min averaged temperature and wind field at a height of 2 m above the ground at different times. Due to the temporal averaging over 30 minutes the accuracy increases and amounts to 0.2 K for the temperature, 0.2 ms⁻¹ for the wind speed and 30° for the wind direction (ARNOLD et al., 2003) The legend represents the actual range and the resolution of the temperature field. One can detect spatial differences in the air temperature and in the wind field above the investigated area. About noon (12:30 - 13:00 local time, left side), the slightly increasing wind speed (2 - 3 ms⁻¹) from southerly directions causes a well-mixed temperature field. The observed temperature variances (for averaged values) are less than 1 K. During the cooling in the evening the wind speed decreases and temperature differences between the grassland (northern part) and the bare soil (southern part) are visible. Between 20:15 and 20:45 local time (fig. 2, right side), the wind speed decreases below 1 ms⁻¹ and the direction varies inside the array, concurrent temperature differences up to 2 K between the colder grass and the warmer bare soil were observed.

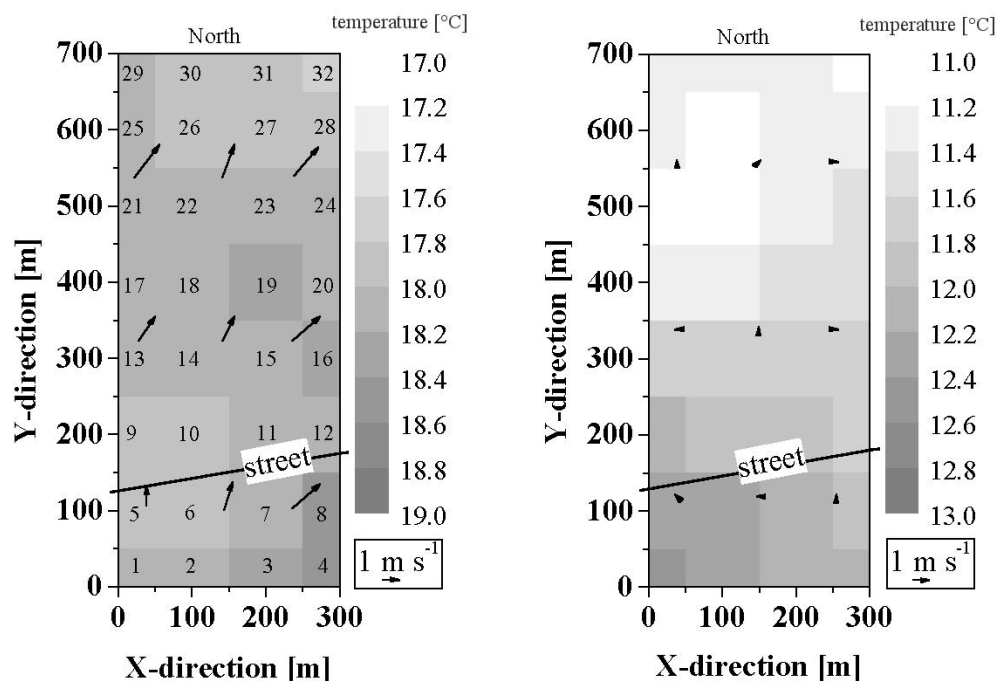


Figure 2: Horizontal slice (30 min averaged values) through the temperature (grey-scale) and wind (arrows) field at a height of 2 m above the ground on 06. 10. 2001; left side: 12:30- 13:00 local time, right side 20:15-20:45 local time. The straight line marks a street and the separation between grassland (northern part) and bare soil (southern part). The legend indicates the actual range and the achievable resolution of the temperature as well as for the wind vector. The numbers on the left tomogram (1... 32) represent the temperature cells.

To evaluate the acoustically estimated data, they were compared with the conventional in-situ measurements, which were located inside the tomographic array. As a result area-averaged tomographic data were compared with point measurements carried out with the humitter sensors and profile mast.

Figure 3 and 4 shows the comparison of ten-minute averaged temperature and wind values between the Acoustic Tomography and the in-situ measurements, all at approximately 2 m above the ground. This comparison shows the meteorological conditions on the selected day and at the same time the capability of the acoustic tomographic monitoring. This sunny day was characterised by a strong warming up in the morning (from approx. 5 °C to 20 °C) and low wind speed during the whole day. In the evening during the cooling phase an advection of warmer air masses is also visible. This local advection, which is combined with increasing wind speed from the South, transports warmer air from the surrounding wood.

The acoustic temperature data represent the 24 cells (see fig. 2) above grassland and six cells above bare soil (two cells were not considered due to the mixed surface conditions).

For the determination of the wind speed and direction above grass six cells (4 to 9 in fig. 1) were used.

Figures 3 and 4 demonstrate the differences of the measuring systems and the influence of the underlying surface. Especially concerning day temperature (fig. 3) clear deviations between the tomography and the humitter sensors are visible. During nighttime remarkable differences between the temperature above grassland and bare soil are signed out for both measuring systems with the same sign and amplitude: warmer air temperatures were observed above the bare soil. Whereas during the day, the variances between the land-use types decreases and differences between the measuring systems increase. During the day air temperatures observed with the humitter sensors are generally warmer then retrieved by tomography, above grassland and bare soil as well.

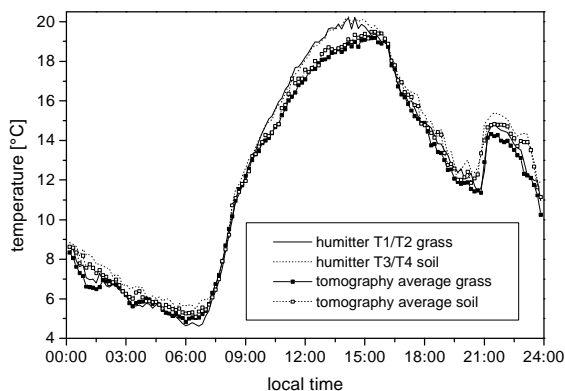


Figure 3: Diurnal course of air temperature above different vegetation types on the 06.10. 2001. Comparison of the 10-minute average values of a) Acoustic Tomography: above grassland (cells 9...32) and bare soil (cells 1...4, 7, 8) and b) humitter above grassland (T1/T2) and bare soil (T3/T4).

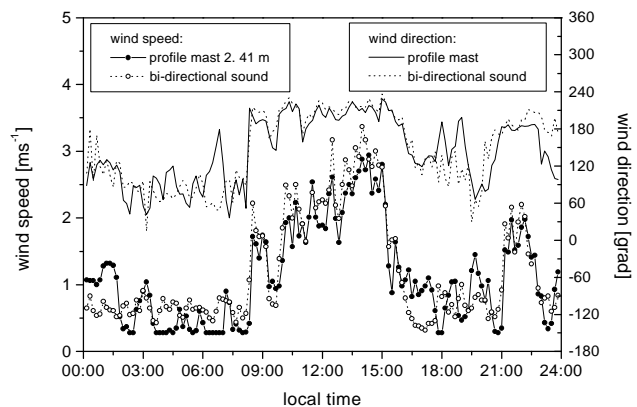


Figure 4: Diurnal course of wind speed and direction above grassland on the 06.10.2001. Comparison of the 10-minute average values of bi-directional sound propagation and profile mast.

Figure 4 show that in-situ as well as the acoustic wind speed and direction measurements provide approximately the same values, whereby on this day only low wind speed conditions with the highest values at midday were observed. Minor deviations of the wind direction were only observed during low wind speed periods. One reason for the apparent distinctions between the wind speed measurements at night is the inertia (threshold: 0.28 ms^{-1}) of the cup anemometer.

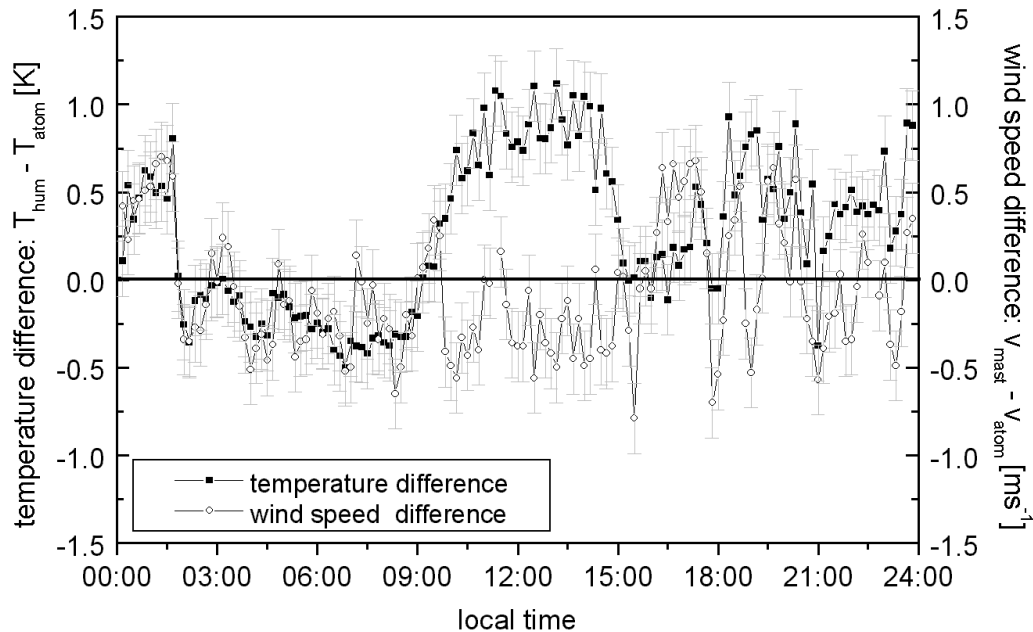


Figure 5: Diurnal course of the difference in air temperature and wind speed above grassland on the 06.10.2001, measured by different methods. Difference between conventional and acoustic measurements in 10-minute average values of temperature: $T_{\text{hum}} - T_{\text{atom}}$ and wind speed: $V_{\text{hum}} - V_{\text{atom}}$. The error bars indicate the uncertainty range of Acoustic Tomography.

Deviations between the instruments are more distinct if instead of its absolute values differences between them are directly shown. Therefore, in figure 5 as an example the deviations between the measuring systems above grassland are plotted for the temperature and wind speed as well. To indicate the significance of this comparison error bars of the acoustically derived values are added. Considering a temporal averaging of 10 minutes and additional a spatial averaging the error of the Acoustic Tomography amounts to 0.2 K for the temperature and approx. 0.2 ms^{-1} for the horizontal wind speed.

Figure 5 show that several hours the independent measurements provide nearly the same air temperature than tomography (deviations smaller than ± 0.5 K). However, depending on the incoming solar radiation significant differences in air temperature measurements were observed. Especially during the daytime conditions (from 09:00 to 15:00 local time) the temperature was overestimated by the humitter due to the influence of the direct solar radiation, despite the fact that sensors are installed inside a ventilated shelter. A similar result was derived using data from a previous experiment (Lindenberg-experiment 1999, see: e.g. ZIEMANN et al., 2002).

The observed distinctions in the horizontal wind speed are a hint of an inaccuracy of the separation algorithm and spatial varieties inside the area under investigation (ARNOLD et al., 2003). For the evaluation of these measuring instruments, we have to consider, that point measurements were compared with values, which were spatially integrated over up to several hundred meters. Therefore, the variances inside the tomographic array due to local heterogeneities (also above grassland) and the slope of the terrain (the incline of the grassland site is approx. 1 m per 500 m) affect the tomographic measurements.

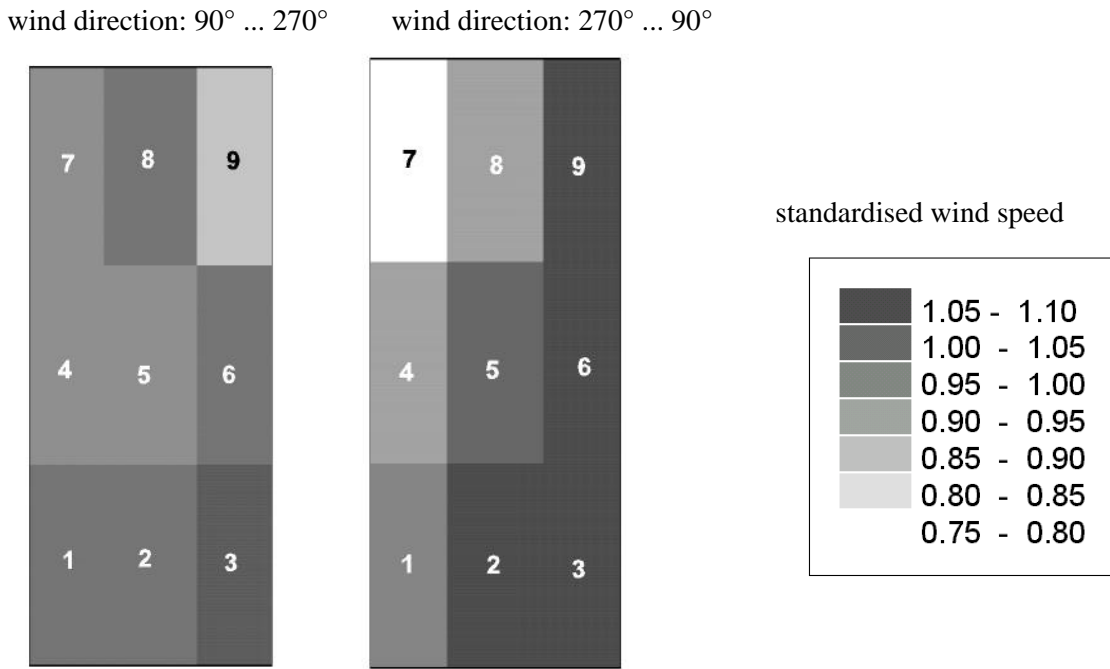


Figure 6: Deviation of the horizontal wind speed inside the nine wind cells (fig. 1) from the mean wind velocity depending on the prevailing wind direction on 06.10.2001. The left side contains all data (wind speed > 0.5 ms⁻¹) with wind from southern directions (90°... 270°), the right side are all values with northern wind (270°... 90°) directions (dimensions of the tomographic array and wind cells see fig.1 and 2).

In Figure 6 the spatial deviation from the mean value of the wind speed inside the cells are shown. The variations of the horizontal wind field change depending on the prevailing wind direction. To ensure a reasonably uniform wind direction and sufficient accuracy here only data with wind speeds higher than 0.5 ms⁻¹ were considered. For **southwards wind direction** (90 ° ... 270 °; left panel of fig. 6) the spatial deviations are relatively small, only in cell 9 somewhat lower wind speeds were observed. During **wind from the North** (270 ° ... 90 °; right panel of fig. 6) the variations of the wind speed inside the investigation area are more significant. The wind speed in the cells 3, 6, and 9 on easterly side of the array is higher than in the remaining cells.

One reason for the observed behavior is, that during wind from southern directions the wind speed is higher (see fig. 4 and 7) and therefore the wind field is uniform. In the case of wind from northern directions the wind speed is very low (mostly between 0.5 and 1 ms⁻¹) and the spatial variability as well the influence of the measuring accuracy is high.

The determination of the wind vector in several cells with a practicable accuracy and spatial resolutions allows calculating the divergence of the horizontal wind field. In the demonstrated case the divergence was determined by the averaged value of all possible wind speed differences $\Delta u/\Delta x$ and $\Delta v/\Delta y$:

$$\nabla \cdot \mathbf{v}_h = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \cong \frac{\overline{\Delta u}}{\Delta x} + \frac{\overline{\Delta v}}{\Delta y} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{\Delta u_i}{\Delta x_i} + \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{\Delta v_i}{\Delta y_i},$$

which can be retrieved from the grid structure shown e.g. in figure 1.

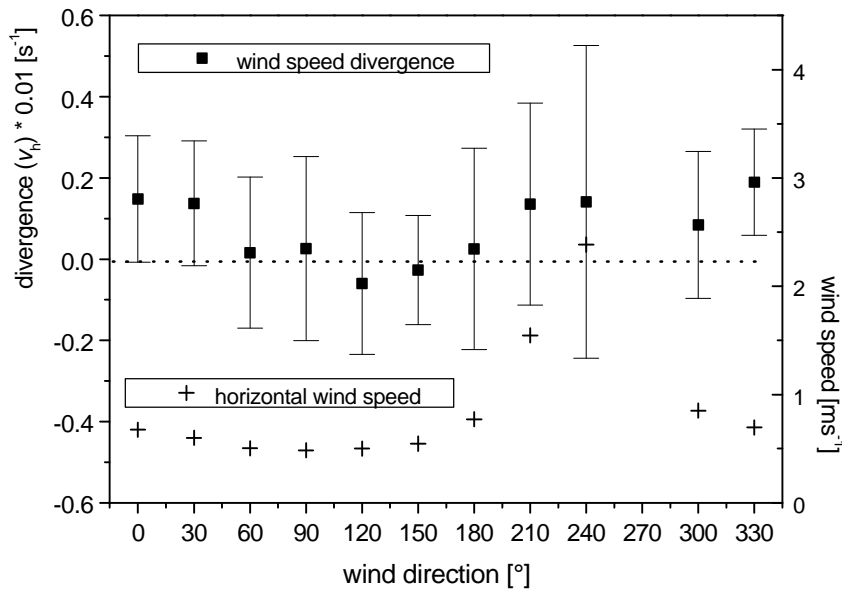


Figure 7: Divergence of the horizontal wind speed (upper curve) and averaged horizontal wind speed of the nine cells (lower curve) depending on the wind direction on 06.10.2001. For the divergence only values with wind speeds $> 0.5 \text{ ms}^{-1}$ were considered. The error bars marks the range of the standard deviation of the divergence.

Figure 7 shows, that the divergence (which includes the directional and velocity component) including the error bars inside this small array depends on the wind speed and direction. The wind divergence increases significant at wind directions between northwest (330°) and northeast (30°) as well at southwest and is not equal zero summed over all directions, temporary the values outstand from the error range. The explanation for the observed behaviour is not simple, one reason could be that the horizontal heterogeneity of the terrain influence the wind field and causes horizontal divergences.

In the following, the influence of the heterogeneity of the underlying surface on vertical turbulent heat exchange is investigated. The method of Acoustic Tomography provides horizontal temperature distributions, which can be used to calculate temperature gradients or even horizontal turbulent fluxes by use of the gradient method. In figure 8 the tomographically derived horizontal temperature gradients were compared with the vertical sensible heat fluxes measured with the scintillimeters above grassland and bare soil (Sc1 and Sc2). The horizontal temperature gradients were determined by use of the average of the temperature difference between the outer cells above bare soil (cell 1 to 4) minus the cells above grass (cell 29 to 32) divided by the distance.

This comparison shows that the horizontal temperature gradients between bare soil and grassland are relatively small, however, occasionally they correspond with modifications in the vertical heat fluxes. Distinct differences between the vertical sensible heat fluxes over the two different surfaces (more than 10 Wm^{-2}) were observed in the morning (09:00 to 12:00 local time) and intermittently during the late evening (after 22:00 local time). During the warming up in the morning higher sensible heat fluxes were observed above the grassland. This is the opposite of the expected behaviour, because higher temperatures above the soil were observed owing to the stronger heating from the ground (see fig. 2 and 3). This result demonstrates that the near surface temperature distribution does not allow at all times to draw conclusions of the vertical sensible heat fluxes. The explanation for the observed heat flux differences over the two surfaces lies in the energy balance for each land use type. The bare soil was very wet after a longer raining period, therefore most of the energy was released in the latent heat flux.

Above the grass lower air temperatures were observed, however, due to dryer surface conditions – especially at the area around the scintillometer Sc1 – higher sensible heat fluxes were observed.

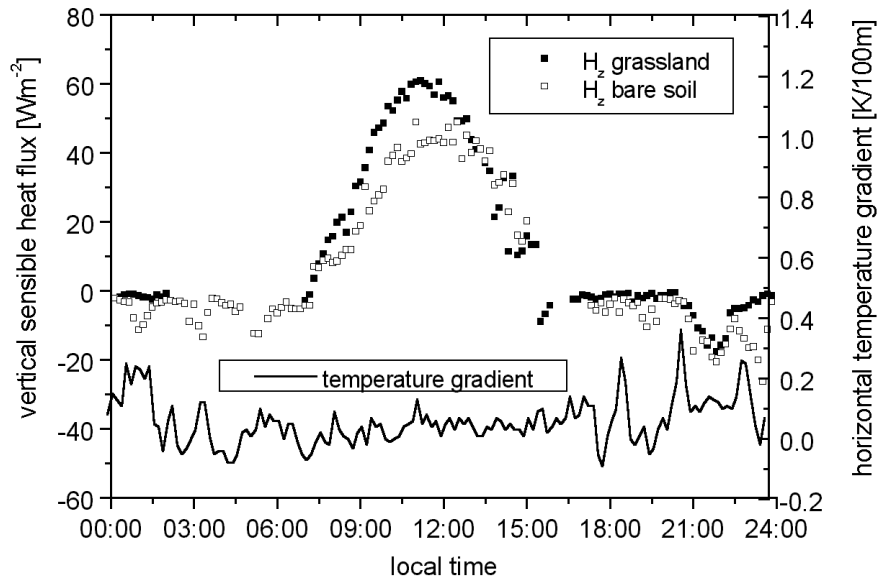


Figure 8: Diurnal course of vertical sensible heat flux (scintillometer) above grassland (Sc1) and bare soil (Sc2) and averaged horizontal temperature gradients (tomography) between the northern cells (29...32) and the southern cells (1...4).

A significant change in the vertical heat fluxes is also visible during the local heat advection in the late evening (after 21:00 local time). The warming was first observed above the bare soil, because the arable crop is closer to the surrounding wood, which is probably the origin of the warmer air.

The night time variances in the heat fluxes due to local advection corresponds with the horizontal temperature distribution, where the higher temperatures above the bare soil causes a significant temperature gradient in south–north direction.

The observed differences in the vertical sensible heat fluxes in the morning, with higher fluxes above the grassland, do not correspond with the horizontal temperature gradients, which is an indication of a well-mixed temperature field.

5. Discussion

This study demonstrates the applicability of the tomographic monitoring of near surface horizontal temperature and wind fields. Here for the first time acoustic travel time data were directly (bi-directional sound propagation) used to estimate the wind vector distribution inside the tomographic array (nine cells). Applying these results, tomographic reconstructions of air temperature distributions can be retrieved using the resulting sound speed data.

This study pointed out the limits and the potentials of the Acoustic Tomography. The applicability of this method depends on the attained accuracy, the meteorological conditions and the object of investigation. To realise an error range, which is smaller than the observed phenomena, a temporally average at least over 10 values is necessary. With these requirements the tomographic method is suitable to detect also small differences in the temperature and wind field. Especially under low wind conditions the Acoustic Tomography is excellent to apply, because no inertia of the sensors affect the measurements. Under these conditions one general problem of the tomographic procedure, the separation of the different influences on the sound speed is also negligible. Otherwise, there are no strong limits for the utilisability of the tomo-

graphy apart from technical problems like background noise (due to high wind speeds) or wetness at the microphones.

The remote sensing of area or volume averaged values is a fundamental advantage of the Acoustic Tomography. For this reason this method is applicable for the detection of heterogeneous meteorological fields, in particular in inaccessible regions like e.g. mountain valleys or above waterbodies. The use of conventional point measurements inside such heterogeneous areas cannot guarantee the coverage of the whole variability, especially of all fine structures, of the meteorological fields without making an enormous effort. Additionally the sensors itself also affect the investigated medium. Another benefit of tomography is that many more data points per sensor can be generated than with traditional techniques.

The results show that differences in the parameters are either due to different observational methods such as remote sensing systems versus in-situ measurements or due to different spatial dimensioning –area or line-averaged measurements versus point measurements. The Acoustic Tomography provides representative data for an array with a horizontal extension of $300 \times 700 \text{ m}^2$, with a spatial resolution of 32 temperature ($100 \times 100 \text{ m}^2$) and 9 wind ($90 \dots 100 \times 180 \dots 260 \text{ m}^2$) cells.

Depending on the respective land use type different micro-meteorological conditions were observed. Due to the difference in the surface properties, bare soil and grass, at the selected day higher air temperatures were observed above the arable land. Also within each land use type, particularly within the grassland, local inhomogeneities exist, which can be proved by the tomographic measurements.

The horizontal temperature and wind distributions, provided by the Acoustic Tomography with a repetition rate of one minute, can be used to investigate the relation between point measurements and the thermal and dynamical conditions in the surrounding area. The results of this investigation have shown that this method is applicable to verify the representativeness of point measurements for the surrounding area.

The observed horizontal temperature differences allow recalculating of gradients of the temperature field and in addition to other measurements the calculation of turbulent heat flux divergences. The presence of horizontal temperature gradients is an indicator for the violation of the assumptions (stationarity and homogeneity) made for the application of an only one-dimensional approach to quantify the vertical turbulent fluxes of sensible heat (RAABE et al., 2002).

The horizontal temperature gradients, combined with other results, will be used to estimate the amount of the horizontal divergences of the gradient sensible heat fluxes. These divergences should quantify the influence of the surface heterogeneity on energy balance measurements at one point.

Future work will be focused on the generalisation of the results and on providing parameterisations for the complex turbulent transport in the atmospheric boundary layer for numerical models, like Large-Eddy Simulations, e.g. RAASCH and HARBUSCH (2001).

Acknowledgements

Especially we acknowledge Dr. S. v. Hünenbein, Prof. S. Bradley and C. Stolle for their great interest and valuable portion at the document.

We would like to thank F. Weiße and M. Engelhorn for their support in the development and manufacturing of the acoustic measuring system. Special thanks also to Dr. Schienbein for the development and maintenance of the humitter sensors. Our spatial thanks are to T. Conrath for data preparation as well as the staff of the research site Melpitz and the students from the Leipziger Institute for Meteorology for the assistance during the field experiment.

This work was supported by the Bundesministerium für Bildung und Forschung (BmBF) under grant PT-UKF-07ATF37.

References

- Arnold, K., Ziemann, A., Raabe, A., 1999: Acoustic tomography inside the atmospheric boundary layer. *Phys. Chem. Earth (B)* **24**, 133-137.
- Arnold, K., 2000: Ein experimentelles Verfahren zur Akustischen Tomographie im Bereich der atmosphärischen Grenzschicht (in German). *Wiss. Mitt. Inst. für Meteorol. Univ. Leipzig u. Inst. für Troposphärenforsch. Leipzig*, **18**, 137 pp.
- Arnold, K., Ziemann, A., Raabe, A., 2001: Tomographic monitoring of wind and temperature in different heights above the ground. *Acustica*, **87**, 703-708.
- Arnold, K., Ziemann, A., Raabe, A., Spindler, G., 2003: Acoustic tomography and conventional meteorological measurements over heterogeneous surfaces. *Meteorol. Atmosph. Phys.* accepted.
- Chunchuzov, I.P., Bush, G.A., Kulichkov, S.N., 1990: On acoustical impulse propagation in a moving inhomogeneous atmospheric layer. *J. Acoust. Soc. Am.*, **88**, 455-461.
- Kaimal, J.C., Gaynor, J.E., 1991: Another look at sonic thermometry. *Boundary-Layer Meteorol.*, **56**, 401-410.
- Munk, W., Worcester, P., Wunsch, C., 1995: *Ocean acoustic tomography*. Cambridge University Press, New York. 433 pp.
- Raabe, A., Arnold, K., Ziemann, A., 2000: Horizontal turbulent fluxes of sensible heat and horizontal homogeneity in micrometeorological experiments. *Proc. 10th Intl. Symp. Acoust. Rem. Sens., Auckland*, 146-149.
- Raabe, A., Arnold, K., Ziemann, A., 2001: Near surface averaged air temperature and wind speed determined by acoustic travel time tomography. *Meteorol. Z.*, **10**, 61-70.
- Raabe, A., Arnold, K., Ziemann, A., 2002: Horizontal turbulent fluxes of sensible heat and horizontal homogeneity in micrometeorological experiments. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **19**, 1225-1230.
- Raasch, S., Harbusch, G., 2001: An analysis of secondary circulations and their effects caused by small-scale surface inhomogeneities using Large-Eddy simulation. *Boundary-Layer Meteorol.*, **101**, 31-59.
- Spiesberger, J.L., Fristrup, K.M., 1990: Passive localization of calling animals and sensing of their acoustic environment using acoustic tomography. *Am. Natural.*, **135**, 107-153.
- Spindler, G., Teichmann, U., Sutton, M.A., 2001: Ammonia dry deposition over grassland – micrometeorological flux-gradient measurements and bidirectional flux calculation using an inferential model. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, **127**, 795-814.
- Tetzlaff, G., Arnold, K., Raabe, A., Ziemann, A., 2002: Area covering observations of near-surface wind and temperature fields in real terrain using Acoustic travel time tomography. *Meteorol. Z.*, **11**, 273-283.
- Wilson, D.K., Thomson, D.W., 1994: Acoustic tomographic monitoring of the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **11**, 751-768.
- Ziemann, A., Arnold, K., Raabe, A., 1999: Acoustic travel time tomography - A method for remote sensing of the atmospheric surface layer. *Meteorol. Atmosph. Phys.*, **71**, 43-51.
- Ziemann, A., Arnold, K., Raabe, A., 2001: Acoustic tomography as a method to identify small-scale land surface characteristics. *Acustica* **87**, 731-737.
- Ziemann, A., Arnold, K., Raabe, A., 2002: Acoustic tomography as a remote sensing method to investigate the near-surface atmospheric boundary layer in comparison with in situ measurements. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **19**, 1208-1215.

Addresses of Authors

K. Arnold, A. Ziemann and A. Raabe :
Institute of Meteorology, University of Leipzig, Stephanstr. 3, D-04103 Leipzig, Germany
G. Spindler:
Institute for Tropospheric Research, IfT, Permoserstr. 15, D-04318 Leipzig, Germany

Systematische Überschätzung der Windgeschwindigkeit und der Schubspannungsgeschwindigkeit durch Schalensternanemometer infolge der Turbulenz

Hans-Jürgen Schönfeldt

Zusammenfassung

Die mittlere Windgeschwindigkeit kann aus den Komponenten der Geschwindigkeit (Vektorwind) und aus dem Windweg eines Schalensternanemometers (Skalarwind) berechnet werden. Diese beiden Geschwindigkeiten werden verglichen, indem große Datensätze von Windmeßreihen hoher Auflösung, die mittels Ultraschallanemometer gewonnen wurden, benutzt werden. Der Skalarwind ist verursacht durch die Turbulenz immer größer als der Vektorwind, die Abweichungen betragen bis zu 4%. Durch Benutzen von Normalverteilungen für die Komponenten des Windes wird eine analytische Lösung für diesen systematischen Fehler angegeben. Windmessungen mit einem Schalensternanemometer zeigen einen zweiten systematischen Fehler, das sogenannte Overspeeding. Dieses Verhalten wird durch ein einfaches Modell beschrieben.

Summery

Mean wind velocity can be calculated from the components of velocity (vector wind) and the wind way of a cup anemometer (scalar wind). The wind velocities resulting from different definitions of mean wind velocities are compared by using large dataset of fast-response wind measurements with an ultrasonic anemometer. It is found that the scalar wind is always greater than the vector wind up to 4% owing to the turbulence. Using Gaussian normal distribution for the components of wind velocity, an analytical solution is given for this systematic error. Wind velocity measured with cup anemometer shows second systematic error called overspeeding which is described by a simple mathematical model.

Einleitung

Ein wesentlicher Witterungs- und Wetterparameter ist die Windgeschwindigkeit. Zur Wetter- und Klimavorhersage werden auch aus der Windgeschwindigkeit abgeleitete Größen benötigt. Insbesondere sind die Randbedingungen an der Grenzfläche, Erdoberfläche - Atmosphäre, entscheidend. Diese Grenzfläche wird durch SkalenvARIABLEN wie die Schubspannungsgeschwindigkeit beschrieben.

Die Schubspannungsgeschwindigkeit ist zum einen durch das logarithmische Windprofil und zum anderen über Turbulenzdaten definiert. Das benutzte Koordinatensystem wird so gedreht, daß u die Geschwindigkeitskomponente in Windrichtung bedeutet (x -Richtung), wobei dann das zeitliche Mittel über die zu u senkrechte Komponente (y -Richtung) v Null wird. Unter Voraussetzung, daß die horizontale Schubspannung unabhängig von der Höhe z ist, erhält man für neutrale und stabile Schichtung das logarithmische Windprofil. Zur Bestimmung des Windprofils und der daraus abgeleiteten Schubspannungsgeschwindigkeit sind Schalensternanemometer weit verbreitet. Sie messen aber nicht nur eine Komponente des Windes, sondern den Windweg, der im Gegensatz zum Vektorwind (Komponentenwind) als Skalarwind bezeichnet wird. In einer laminaren Strömung sind beide Größen gleich. In einer turbulenten Strömung besteht der augenblickliche Wind aus einer x -Komponente u und einer y -Komponente v . Unter den oben gemachten Voraussetzungen wird die y -Komponente v , über einen Zeitraum von üblicherweise 20 Minuten gemittelt, Null. Das Schalensternanemometer hat aber diese Komponente mitgemessen und kennt keine Windrichtung und damit

keinen negativen Wind. Der so gemessene Wind(weg) ist immer größer als der Vektorwind (siehe Abb. 1). In den numerischen Modellen wird vektoriell gerechnet, ein Skalarwind taucht in den Gleichungen nicht auf. Darum ist es nötig, den systematischen Fehler bei der Datenassimilation zu berücksichtigen.

Ein Schalensternanemometer besitzt ein eigenartiges nichtlineares Verhalten, daß sich schlagwortartig als „Overspeeding“ bezeichnen läßt und seit über 70 Jahren diskutiert wird (Westermann, 1996). Das Schalensternanemometer zeigt in turbulenten Strömungen einen höheren Mittelwert an, als er in Wirklichkeit vorhanden ist. Analytisch wurde das Schalensternanemometer von Schrenk (1929) untersucht. Dabei zeigt sich, daß das Anemometer aufgrund seiner Konstruktion zwei verschiedene Zeitkonstanten besitzt, eine kleinere bei Ansteigen der Windgeschwindigkeit und eine größere bei Abfall. Die wichtigsten Fakten sollen hier noch einmal vorgestellt werden.

Die Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit

Die Schubspannungsgeschwindigkeit ist ein wesentlicher Parameter in der Monin-Obukhov Ähnlichkeitstheorie (Monin und Obukhov, 1954). Mit Hilfe dieser Theorie gelang es das oben erwähnte horizontale Geschwindigkeitsprofil über eine homogene Unterlage zu beschreiben.

$$\bar{u}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right), \quad (1)$$

mit u_* der Schubspannungsgeschwindigkeit, κ die von Kármán Konstante, z die Höhe über der Unterlage und z_0 die Rauigkeitslänge. Das Koordinatensystem wird so gewählt, daß u die Geschwindigkeitskomponente in Windrichtung bedeutet (x -Richtung), wobei dann das zeitliche Mittel über die zu u senkrechte Komponente (y -Richtung) v Null wird. Nach Prandtl (1949) ist die Schubspannungsgeschwindigkeit durch das Korrelationsprodukt der turbulenten Schwankungen definiert

$$u_*^2 = \overline{u'w'}, \quad (2)$$

mit der z -Komponente der Windgeschwindigkeit w und den Geschwindigkeitsschwankungen, die durch Anstriche bezeichnet sind. Dabei gelten die Reynolds - Regeln, $u = \bar{u} + u'$ und $w = \bar{w} + w'$.

Die Querstriche bedeuten dabei eine zeitliche Mittelwertbildung.

Gleichung (2) kann auch für beliebige Koordinatensysteme formuliert werden, wenn man berücksichtigt, daß die Schubspannungsgeschwindigkeit über den Vektor der Schubspannung definiert ist.

$$\tau = -\rho u_*^2 = -\rho \sqrt{\tau_x^2 + \tau_y^2} \quad (3)$$

$$u_*^2 = \sqrt{\overline{u'w'^2} + \overline{v'w'^2}} \quad (4)$$

Weber (1999) zeigte, daß Gleichung (4) nur auf homogenen Unterlagen auf Gleichung (2) zurückzuführen ist. Aus Gleichung (3) und (4) geht der „vektorielle“ Charakter der skalaren Größe der Schubspannungsgeschwindigkeit hervor. Man sieht aber leicht, daß bei der Drehung des Koordinatensystems in Hauptwindrichtung (auf homogener Unterlage, isotrope Turbulenz) das Korrelationsprodukt zwischen den gestrichelten Größen v' und w' verschwindet. Eine Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit mit Schalensternanemometern über das logarithmische Windprofil muß berücksichtigen, daß in Gleichung (1) nur die u -

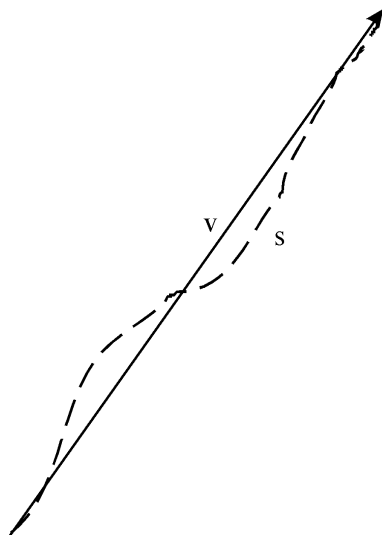


Abbildung 1. Vektorwind (ausgezogene Linie) und Skalarwind (gestrichelte Strecke)

Komponente (Vektor) und nicht der Betrag des Windes (Skalarwind) einget.

Das Verhältnis zwischen Vektorwind und Skalarwind unter Berücksichtigung der Turbulenz

Bezeichnen wir den Skalarwind mit s , dann berechnet sich der augenblickliche Skalarwind zu

$$s = \sqrt{u^2 + v^2} . \quad (5)$$

Mit den Reynolds - Regeln, $u = \bar{u} + u'$, $v = \bar{v} + v'$, $s = \bar{s} + s'$ ist dann der

$$\text{Vektorwind} = \sqrt{(\bar{u})^2 + (\bar{v})^2} \text{ und der} \quad (6)$$

$$\text{Skalarwind} = \sqrt{u^2 + v^2} , \quad (7)$$

Aus den Reynolds - Regeln und Gleichung (5) folgt:

$$\bar{s}^2 = (\bar{u})^2 + (\bar{v})^2 + \sigma_u^2 + \sigma_v^2 \text{ und es gilt die Schwarzsche Ungleichung} \quad (8)$$

$$\sqrt{(\bar{u})^2 + (\bar{v})^2} \leq \sqrt{u^2 + v^2} \leq \sqrt{(\bar{u})^2 + (\bar{v})^2 + \sigma_u^2 + \sigma_v^2} \quad (9)$$

Um den Erwartungswert für den Skalarwind s zu bestimmen müssen wir Annahmen über die Verteilungsfunktionen von u und v machen. Für stabile bis neutrale Schichtung auf homogener Unterlage folgt aus der isotropen Turbulenz

$$\sigma_u = \sigma_v = \sigma \quad (10)$$

und unter der Bedingung der Stationarität für die Verteilung der Windgeschwindigkeitsschwankungen eine Gaussverteilung (Stout and Zobeck, 1997). Für die weiteren Rechnungen nehmen wir wie oben an, daß das Koordinatensystem so gedreht ist, daß der Mittelwert der v Komponente des Windes Null wird. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion für den Wind ist dann wegen der fehlenden Korrelation zwischen der u - Komponente und der v - Komponente des Windes das Produkt zweier Normalverteilungen

$$f(u, v)dudv = f(u)du \cdot f(v)dv = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(u-\bar{u})^2}{2\sigma^2}} du \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{v^2}{2\sigma^2}} dv = \frac{1}{2\pi\sigma^2} e^{-\frac{(u-\bar{u})^2 + v^2}{2\sigma^2}} dudv \quad (11)$$

Aus (11) ergeben sich die Momente für die Komponenten des Windes, aber auch der Mittelwert des gesuchten Skalarwindes.

$$\begin{aligned} \varepsilon\{u\} &= \iint u f(u, v)dudv = \bar{u} & \varepsilon\{(u - \bar{u})^2\} &= \iint (u - \bar{u})^2 f(u, v)dudv = \sigma^2 \\ \varepsilon\{v\} &= \iint v f(u, v)dudv = 0 & \varepsilon\{v^2\} &= \iint v^2 f(u, v)dudv = \sigma^2 \\ \varepsilon\{s^2\} &= \iint (u^2 + v^2) f(u, v)dudv = (\bar{u})^2 + 2\sigma^2 \end{aligned} \quad (12)$$

Die Integrationen in den Gleichungen (12) sind in den Grenzen von $-\infty$ bis $+\infty$ als bestimmte Integrale auszuführen. Die Ergebnisse in (12) berechnen sich aus (11) und zeigen, daß mit der Verteilungsfunktion (11) die Momente richtig beschrieben werden. Der gesuchte Skalarwind ist dann

$$\varepsilon\{s\} = \iint \sqrt{u^2 + v^2} f(u, v)dudv = \bar{s} . \quad (13)$$

Die Integration von (13) in den Grenzen von $-\infty$ bis $+\infty$ liefert keine analytische Funktion, da das Doppelintegral nicht in jedem Fall konvergiert. Gleichung (13) führt zu konfluente hypergeometrische Funktionen. Dies sind unendliche Reihen, deren Anfangsglieder wir uns aus einer Reihenentwicklung der Wurzelfunktion selbst berechnen wollen. Die Reihenentwicklung führen wir um den Punkt $(\bar{u}, 0)$ aus.

$$\begin{aligned}
\sqrt{u^2 + v^2} &= \bar{u} + \frac{v^2}{2\bar{u}} + \frac{v^4}{8\bar{u}^3} + \frac{v^6}{16\bar{u}^5} - \frac{v^8}{128\bar{u}^7} + \dots + a(u - \bar{u}) \\
&+ \left(\frac{v^2}{2\bar{u}^3} - \frac{3v^4}{4\bar{u}^5} + \frac{15v^6}{16\bar{u}^7} - \dots \right) (u - \bar{u})^2 + b(u - \bar{u})^3 \\
&+ \left(\frac{v^2}{2\bar{u}^5} - \frac{15v^4}{8\bar{u}^7} + \frac{35v^6}{8\bar{u}^9} - \dots \right) (u - \bar{u})^4 + c(u - \bar{u})^5 \\
&+ \left(\frac{v^2}{2\bar{u}^7} - \frac{7v^4}{2\bar{u}^9} + \frac{105v^6}{8\bar{u}^{11}} - \dots \right) (u - \bar{u})^6 + \dots
\end{aligned} \tag{14}$$

Wir setzen (14) in (13) ein und schreiben die dabei in der Summe vorkommenden Integrale als Zwischenrechnung einzeln auf, wobei wir die ungeraden Momente höherer Ordnung weglassen, weil sie für eine Normalverteilung Null ergeben.

$$\begin{aligned}
\iint v^n (u - \bar{u})^{2k+1} f(u, v) dudv &= 0 && \text{für alle ganzen Zahlen } n \text{ und } k \\
\iint v^{2n} (u - \bar{u})^k f(u, v) dudv &= 1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot \dots \cdot (2n - 1) \cdot \sigma^{2n} \sigma^k && \text{für } k=0,2 \text{ und } n=1,2,3\dots \\
\iint v^2 (u - \bar{u})^4 f(u, v) dudv &= 3\sigma^6 \\
\iint v^4 (u - \bar{u})^4 f(u, v) dudv &= 9\sigma^8 \\
\iint v^2 (u - \bar{u})^6 f(u, v) dudv &= 15\sigma^8
\end{aligned} \tag{15}$$

Als Ergebnis für den Mittelwert des Skalarwindes erhalten wir dann:

$$\varepsilon\{s\} = \iint \sqrt{u^2 + v^2} f(u, v) dudv = \bar{s} = \bar{u} + \frac{\sigma^2}{2\bar{u}} + \frac{\sigma^4}{8\bar{u}^3} + \frac{3\sigma^6}{16\bar{u}^5} - \frac{485\sigma^8}{128\bar{u}^7} \dots \tag{16}$$

Gleichung (16) konvergiert nicht für alle Verhältnisse von σ / \bar{u} , aber für Werte wie sie in der Grenzschicht vorkommen, kann man sich auf die ersten beiden Glieder beschränken. Nach Stull (1988) und Weber (1999) liegt dieses Verhältnis in der Größenordnung von 0,2.

Overspeeding

Zur Bestimmung der Anemometereigenschaften folgen wir den Ansätzen von Schrenk (1929). Dabei werden folgende Voraussetzungen gemacht:

- Die Widerstandsbeiwerte und das Drehmoment ändern sich nicht während eines Umlaufes und berechnen sich immer so wie in Abb. 1 dargestellt.
- Der Wind trifft immer senkrecht auf die Halbschalen auf.
- Lagerreibung wird vernachlässigt.

Die ersten beiden Forderungen sind eigentlich nicht erfüllt, aber wir werden sehen, daß diese Annahmen das Problem erheblich vereinfachen und zu erstaunlichen Resultaten führt.

Die Kräfte, die auf die beiden Halbschalen wirken, berechnen sich nach

$$F = \frac{1}{2} c_d A \rho u^2 \tag{17}$$

wobei ρ die Dichte der Luft bedeutet, u die Windgeschwindigkeit relativ zum Objekt, A die Stirnfläche des Objektes senkrecht zum Luftstrom (in unserem Fall eine Kreisfläche) und c_d der Formwiderstand des Objektes bedeuten. Gleichung (17) gilt genauso für ein Auto auf der Straße und man kann leicht sehen, daß die Arbeit (Kraft*Weg), die der Motor pro gefahrener Strecke mit der Geschwindigkeit quadratisch zunimmt und nicht nur der werbeträchtige c_w -Wert, sondern auch die Größe des Autos (Stirnfläche) entscheidend für den physikalisch nötigen Kraftstoffverbrauch ist. Unser Anemometer soll sich im Gleichgewicht befinden, das

bedeutet, es dreht sich so schnell, daß beide Drehmomente an den Halbschalen gleich groß sind.

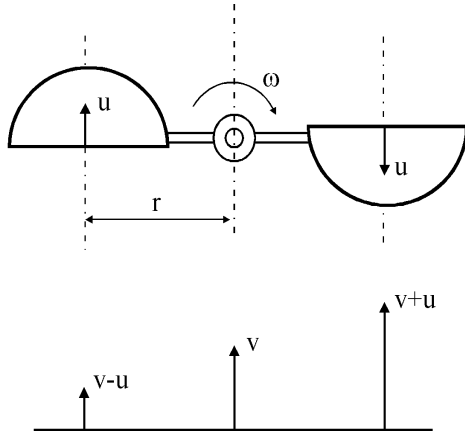


Abbildung 2 Anemometer (nach Schrenk, 1929)

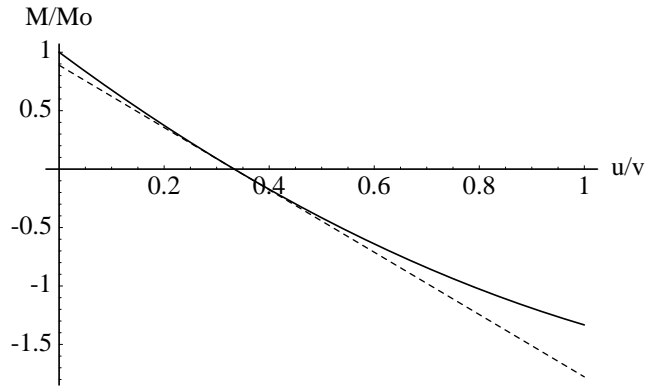


Abbildung 3 Relatives Drehmoment eines Anemometers in Abhängigkeit von der relativen Umlaufgeschwindigkeit (ausgezogene Linie). Die gestrichelte Linie ist der Anstieg bei $u=v/3$

Das Anemometer dreht sich, weil der c_d -Wert der zum Wind hin offenen Halbkugel $c_{do} = 1,2$ und der zum Wind hin geschlossenen Kugel $c_{dg} = 0,3$ beträgt rechts herum (siehe Abb. 2). Drehmomentgleichheit ist bei einer ganz bestimmten Umlaufgeschwindigkeit möglich, die sich aus Gleichung (18) ergibt.

$$M(v, u) = rF_1 - rF_2 = \frac{1}{2} r\rho A(c_{do}(v - u)^2 - c_{dg}(v + u)^2) \quad (18)$$

$$= \frac{\rho r A}{2} ((c_{do} - c_{dg})v^2 - (c_{do} + c_{dg})2uv + (c_{do} - c_{dg})u^2)$$

$$u_g = kv = 0.333v \quad (19)$$

Die Umlaufgeschwindigkeit der Anemometerschalen beträgt (reibungsfrei) 1/3 der Windgeschwindigkeit. Tatsächlich wird dieser Wert in der Praxis nahezu erreicht (Westermann, 1996). Das Anemometer hat eine lineare Kennlinie (Gl. (19)), die Umdrehungen und damit das Ausgangssignal in Form von Impulsen pro Umdrehung ändern sich linear mit der Windgeschwindigkeit. Aber das Drehmoment (Gl. (18)) ist nicht linear von der Geschwindigkeit in der Nähe der Gleichgewichtsgeschwindigkeit u_g abhängig. Die Funktion $M(v,u)$ ist nicht symmetrisch um u_g (siehe Abb. 3). Die Winkelgeschwindigkeitsänderung ist dann das Drehmoment geteilt durch das Trägheitsmoment.

Eine charakteristische Größe für ein Schalensternanemometer ist die Abstandskonstante l , der Windweg, bei dem das Anemometer von der Ruhe 63% der Endgeschwindigkeit erreicht hat und der Anstieg k der Eichkurve. Unsere Betrachtungen sind reibungsfrei, die Anlaufgeschwindigkeit können wir damit nicht berücksichtigen. Wir berechnen aus (18) die zeitliche Änderung der Umlaufgeschwindigkeit aus Drehmoment mal Radius dividiert durch Trägheitsmoment. Dazu führen wir zwei aus den Eichdaten zu bestimmende Konstanten ein, um nicht den theoretischen Proportionalitätsfaktor $k = 1/3$ (Gl. (19)) benutzen zu müssen. Der Proportionalitätsfaktor zwischen Umlaufgeschwindigkeit und Windgeschwindigkeit k ergibt sich aus den anemometerspezifischen c_w -Werten und damit aus der Konstruktion des Anemometers.

$$\frac{du}{dt} = K_1(v^2 - K_2vu + u^2) \quad (20)$$

Die Abstandskonstante des Anemometers beschreibt das Anlaufverhalten über

$$u(t) = u_g (1 - e^{-\frac{v}{l}t}). \quad (21)$$

Eine Differentiation von Gl. (21) nach der Zeit führt zu

$$\left. \frac{du}{dt} \right|_{t=0} = u_g \frac{v}{l}. \quad (22)$$

Ein Vergleich mit Gl. (20) liefert wegen $u = 0$ für $t = 0$

$$K_1 = \frac{u_g}{v} \frac{1}{l} = \frac{k}{l}, \quad (23)$$

wobei u_g/v der Anstieg der Eichgeraden des Anemometers bedeutet. Außerdem muß die Änderung der Umlaufgeschwindigkeit beim Anlaufversuch nach einer bestimmten Zeit, wenn die Gleichgewichtsumlaufgeschwindigkeit u_g erreicht ist, Null werden

$$\left. \frac{du}{dt} \right|_{t=\infty} = K_1(v^2 - K_2 v u_g + u_g^2) = 0 \quad (24)$$

$$K_2 = \frac{u_g}{v} + \frac{v}{u_g} = k + \frac{1}{k} \quad (25)$$

Das von uns untersuchte Gill-Anemometer Model 12105 ist ein Schalensternanemometer mit drei Schalen und hat ein konstantes Umlaufverhältnis $k = u_g/v = 0.362$ (vergleiche Gleichung (19)) und eine Abstandskonstante $l = 2,3$ m ($K_1 = 0,1574$ und $K_2 = 3.124$).

Damit läßt sich die zeitliche Änderung der Umlaufgeschwindigkeit unseres Anemometers oder besser die zeitliche Änderung der Anzeige berechnen, wenn wir berücksichtigen, daß die momentane Umlaufgeschwindigkeit u in Gl. (20) gleich der (geeichten) Anzeige u_a in Meter pro Sekunde mal Umlaufverhältnis k ist ($u = k u_a$). Das gleiche gilt für die zeitliche Ableitung. Die Nichtlinearität läßt sich numerisch berechnen, wenn wir aus der wirklichen Windgeschwindigkeit v und der Anzeige u_a des Anemometers, die daraus folgende Umlaufgeschwindigkeit $k u_a$ mit (20) mittels einem Euler-Verfahren berechnen.

$$\begin{aligned} u_{a,t+1} &= u_{a,t} + \left(K_1(v_{t+1}^2 - K_2 v_{t+1} u_{a,t} k + u_{a,t}^2 k^2) \right) \frac{\Delta t}{k} \\ &= u_{a,t} + \left(v_{t+1}^2 - (k^2 + 1)v_{t+1} u_{a,t} + u_{a,t}^2 k^2 \right) \frac{\Delta t}{l} \end{aligned} \quad (26)$$

Gl. (26) ist für eine numerische Simulation eines Anemometers gut nutzbar, in der Praxis liegen Anemometerdaten vor und wir wollen auf den Skalarwind schließen. Dazu erzeugen wir uns die Meßreihe des Windes aus der Differentialgleichung bzw. Differenzgleichung, die sich aus Gl. (21) ableiten läßt (Taubenheim, 1969, S 325)

$$v_t = u_t + \tau \frac{du}{dt} = u_t + \tau \frac{u_t - u_{t-1}}{\Delta t}. \quad (27)$$

Ist die Zeitkonstante $\tau = l/v$ näherungsweise konstant, so folgt aus Gl. (27), daß die Erwartungswerte für gemessene Windgeschwindigkeit und tatsächliche Windgeschwindigkeit gleich sind, weil der Erwartungswert von du/dt Null sein muß. Wäre er kleiner als Null, so würde das Anemometer irgendwann zum Stillstand kommen, unabhängig von der Windgeschwindigkeit und wäre er größer Null, würde die Umlaufgeschwindigkeit des Anemometers ständig wachsen und gegen unendlich gehen. Die Standardabweichungen des tatsächlichen Windes und des durch ein Anemometer gemessenen Windes sind aber nicht gleich. Das Anemometer unterdrückt die hohen Frequenzen, die dann im Spektrum der Anzeige fehlen. Zur Abschätzung der Standardabweichung setzen wir in Gl. (27) $dt = \tau$. Damit wird unter den oben gemachten Voraussetzungen

$$v_{t+1} = 2u_{t+1} - u_t, \quad \varepsilon\{v\} = \varepsilon\{u\} \quad (28)$$

Durch Bildung der Erwartungswerte mit ρ_1 der Autokorrelationsfunktion mit der Verschie-

bung um Δt mit z.B. $\varepsilon\{u^2\} = \bar{u}^2 + \sigma_u^2$; $\varepsilon\{u_t u_{t-1}\} = \sigma^2 \rho_1 + \bar{u}^2$

erhält man aus Gl. (28)

$$\varepsilon\{v^2\} = \bar{v}^2 + \sigma_v^2 = \varepsilon\{(2u_{t+1} - u_t)^2\} = \sigma_u^2(4(1 - \rho_\tau) + 1 - \bar{u}^2), \quad (29)$$

wobei ρ_τ die Autokorrelationsfunktion mit der Verschiebung τ bedeutet. Da wegen des linearen Ansatzes die Erwartungswerte für gemessenen Wind und tatsächlichen Wind gleich sein müssen, erhalten wir eine Schätzung für die Standardabweichung

$$\sigma_v = \sigma_u \sqrt{4(1 - \rho_\tau) + 1}. \quad (30)$$

Bei einem trägheitslosen Anemometer geht τ gegen Null und beide Dispersionen sind gleich, das trägheitsbehaftete Anemometer zeigt stets eine kleinere Dispersion an als dem Wind in Wirklichkeit anhaftet.

Für den Overspeed bekommen wir eine Korrektur, wenn in Gl. (27) τ durch l/u ersetzen (Näherungswert) und den Ausdruck $1/u$ in eine Potenzreihe um \bar{u} entwickeln. Den so gefundenen Wert für v benutzen wir für das Korrelationsprodukt vu in Gl. (26) und bilden die Erwartungswerte. Durch Benutzen von Gl. (30) erhalten wir für die vom Overspeed korrigierte Windgeschwindigkeit

$$\bar{v} = \sqrt{\bar{u}^2 - \sigma_u^2(5 + k^2)(1 - \rho_\tau)}. \quad (31)$$

Ergebnisse

Das Verhältnis von Skalarwind zu Vektorwind wurde an realen Meßreihen (20 min), die mit akustischen Anemometern in einer Meßhöhe $z = 2$ m über Grund gewonnen wurden geprüft.

	24.07.1998	28.07.1998	01.02.2000	22.03.2000	24.03.2000	24.07.2002
\bar{u} [m/s]	7,13	6,39	7,66	4,93	4,65	7,52
s [m/s]	7,34	6,44	7,73	5,01	4,78	7,60
s (Gl.(16))[m/s]	7,37	6,46	7,74	5,03	4,82	7,62
s Oversp. [m/s]	7,42	6,48	7,80	5,05	4,84	7,65
σ [m/s]	1,86	0,93	1,15	0,97	1,23	1,24
σ_s [m/s]	1,98	1,05	1,22	1,05	1,33	1,32
σ Oversp. [m/s]	1,87	0,94	1,06	0,97	1,23	1,23
σ / \bar{u}	0,26	0,16	0,15	0,17	0,26	0,16
$\rho_{\tau s}$	0,890	0,801	0,683	0,848	0,860	0,847
$\rho_{\tau \text{ Oversp}}$	0,966	0,939	0,902	0,962	0,959	0,953
s/\bar{u}	1,03	1,01	1,01	1,02	1,03	1,01
s/\bar{u} (Gl. (16))	1,03	1,01	1,01	1,02	1,04	1,01
Overspeed	1,010	1,007	1,008	1,008	1,013	1,005

Tabelle 1 Aus Meßdaten der Windkomponenten berechneter Skalarwind, Abweichungen vom Vektorwind, aus Gleichung (16) berechnete Abweichungen vom Vektorwind, Standardabweichungen, Autokorrelationswerte und Overspeed

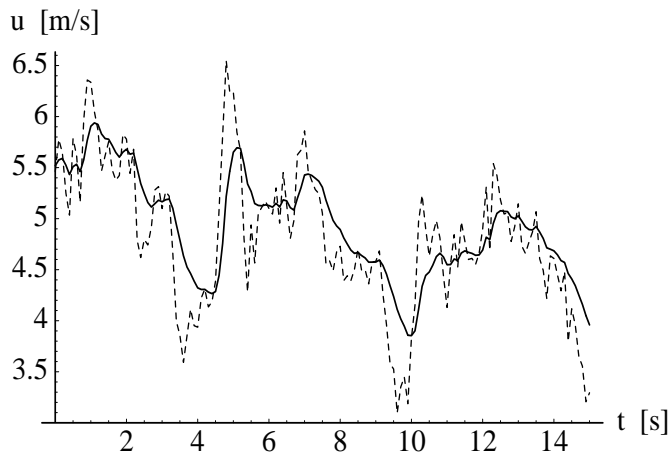


Abbildung 4. Auszug aus gemessenem Wind (gestrichelte Linie) und daraus berechnetem Wind (ausgezogene Linie) vom 24.03.2000

sind. Die vorgestellte Untersuchung sollte einen Eindruck über die Größe des Fehlers geben. Auch die Überschätzung der Windgeschwindigkeit durch Overspeed ist nicht sehr groß. Das angegebene Schema (Gl. 26) wurde an einer Sprungfunktion getestet und es wurde das typische Anlaufverhalten und die vorgegebene Abstandskonstante erhalten. Wie die unsymmetrische Glättung des Anemometers auf eine Zeitreihe wirkt ist, aus Abbildung 4 zu ersehen. Zweifellos ist der Fehler durch Overspeeding bei kleinen Windgeschwindigkeiten und bei verhältnismäßig großen Dispersionen am größten. Dies geht auch aus Tabelle 1 hervor. Ursache ist die Abnahme der Trägheitszeit eines Anemometers mit der Windgeschwindigkeit und damit eine prozentuale Abnahme des Effekts zu höheren Windgeschwindigkeiten. Mit Gl. (27) läßt sich die Ausgangsreihe aus der mit Gl. (26) berechneten Anemometerreihe zurückgewinnen, allerdings muß man die mittlere Geschwindigkeit für diese Rücktransformation benutzen. Man kann beim Übereinanderlegen beider Zeitreihen gut das Overspeeding (das ja durch das konstante τ bei der Rücktransformation erhalten bleibt) beobachten. Die für Gl. (30) und (31) benötigten Parameter sind ebenfalls in Tabelle 1 dargestellt. Die Überprüfung der Gleichungen zeigt, daß die Standardabweichung nach Gl. (30) leicht überschätzt wird und das Overspeeding nach Gl. (31) leicht unterschätzt wird. Beide in Tabelle 1 angegebenen Fehler multiplizieren sich, so daß der gesamte Fehler am 24.03.2000 bei niedrigen Windgeschwindigkeiten und hohem Turbulenzgrad 5% beträgt.

Die berechneten Overspeed Abweichungen bewegen sich unter 1,5%. Dieser Wert ist etwas höher als bei Westermann (1996) angegeben, wobei Westermann eine linearisierte Form der Differentialgleichung benutzt und niedriger als bei Coppin (1982). Coppin (1982) hat die zeitliche Änderung des Drehmoments eines Anemometers in eine Taylerreihe entwickelt und die entstehenden Faktoren im Windkanal für 7 Anemometer bestimmt. Dabei fand auch die hier nicht diskutierte Vertikalkomponente Berücksichtigung. Der Einfluß der Vertikalkomponente, die ebenfalls zum Overspeeding beiträgt, wurde von Yaglom (1954), Busch und Kristensen (1976) allgemein mittels Skalenanalyse untersucht. Die angegebenen allgemeinen Gleichungen gelten aber nicht für jedes Anemometer. Deiss und Lackmann (2001) untersuchten Anemometer bei nicht horizontaler Anströmung und fanden eine Verringerung der Umlaufgeschwindigkeit. So fand Coppin (1982) für das hier untersuchte Gill-Anemometer keine Abhängigkeit der Anzeige von der vertikalen Turbulenzintensität. Offensichtlich kompensieren sich die von Yaglom (1954) und Busch und Kristensen (1976) vorhergesagten Effekte (Overspeeding auch durch Vertikalkomponente) und die Erniedrigung der Anzeige bei nicht horizontaler Anströmung. Diese Aussage gilt aber nicht für jeden Anemometertyp (Coppin, 1982).

Aus den Komponenten der Windgeschwindigkeit wurde für jeden Zeitschritt (0,1 s) der Skalarwind berechnet und mit dem Vektorwind verglichen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 dargestellt.

Es zeigt sich, daß die Abweichungen zwischen dem theoretischen Verhältnis Skalarwind zu Vektorwind und den experimentell bestimmten sehr klein sind, wobei Abweichungen größer als 4% nicht auftraten. Es wurde nicht extra untersucht, inwieweit die Beispielreihen normalverteilt

Diskussion

Die hier vorgestellten Ergebnisse liegen innerhalb der Fehlergrenzen. Man sollte aber bedenken, daß es systematische Fehler sind, die **immer** zur geringfügigen Überschätzung der Windgeschwindigkeit durch Schalensternanemometer führt. Der im ersten Teil diskutierte Skalarwind ist rein methodisch, bei jedem Schalensternanemometer gleich und hängt nur vom Grad der Turbulenz ab. Overspeeding wird bei der Benutzung anderer Anemometer mit größeren Abstandskonstanten problematischer. Nach Westerman (1996) steigt der Fehler proportional mit der Abstandskonstante.

Schalensternanemometer werden üblicherweise zur Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit und zur Rauigkeitslänge nach Gl. (1) benutzt. Coppin (1982) gibt den Fehler durch Overspeeding in Abhängigkeit von der Meßhöhe an, der für das Gill-Anemometer von 2,2% bei $z = 1$ m auf nahezu Null bei $z = 10$ m abnimmt. In der Praxis kann der untere Meßpunkt noch unter einem Meter liegen. Wie groß der Fehler durch Overspeeding wird, hängt entscheidend von der Windgeschwindigkeit ab. Bei Windgeschwindigkeiten um 2 m/s am untersten Anemometer wird die Zeitkonstante des Anemometers eine Sekunde und bei entsprechendem Turbulenzgrad kommt die Nichtlinearität voll zur Geltung. Zu den oberen Anemometern nimmt der Fehler aufgrund der höheren Windgeschwindigkeit aber ab, so daß der Fehler für die Schubspannungsgeschwindigkeit und die Rauigkeitslänge größer als der Fehler am unteren Anemometer werden (Coppin (1982)).

Die abgeleiteten allgemeinen analytischen Formeln (Gl. (30), (31)) zur Berechnung des Overspeed und der Standardabweichung enthalten weder die Trägheitszeit noch die Abstandskonstante aber dafür ρ_τ , die Autokorrelationsfunktion der gemessenen Windreihe mit der Verschiebung τ . Eine andere Formulierung ist möglich, aber es muß in jedem Fall eine Autokorrelationsfunktion berechnet oder abgeschätzt werden. Falls diese vorhanden ist, ist durch Verwenden der Abstandskonstante und des mittleren Windes die entsprechende Trägheitszeit, die gleich der Verschiebungszeit in der Autokorrelationsfunktion ist, festgelegt.

Die hier bestimmten Korrekturen sind in erster Linie dazu gedacht, bei der Verwendung älterer Daten die Möglichen Fehler einschätzen zu können. Da sie systematischer Natur sind und ältere Anemometer größere Abstandskonstanten als das Gill - Anemometer aufweisen, sind Windzeitreihen über einen längeren Zeitraum mit diesem systematischen Fehler behaftet. Denkt man sich eine hundertjährige Zeitreihe, die mit Schalensternmessungen beginnt und mit Ultraschallanemometern endet, so wird die mittlere Windgeschwindigkeit um mehr als 5% im Laufe dieser Zeit abnehmen, wenn er in Wirklichkeit konstant geblieben ist. Anders ausgedrückt, eine beobachtete Konstanz des mittleren Windes in dieser Datenreihe bedeutet in Wirklichkeit eine Zunahme um ca. 5% usw., immer vorausgesetzt, die Anemometertechnik hat sich laufend verbessert und mündet in einem Ultraschallanemometer.

Numerische Vorhersagemodelle und Klimamodelle benutzen den Vektorwind und werden je nach Meßtechnik anders in den Anfangsbedingungen initialisiert. Falsche Trends in der Initialisierung führen zwangsläufig zu falschen Ergebnissen.

Durch den äolischen Sedimenttransport wird das aus Wüstengebieten stammende Aerosol freigesetzt. Die Standardabweichung ist ein hier ein wichtiger Parameter. Der äolischen Sedimenttransport wird durch den Mittelwert der Schubspannungsgeschwindigkeit, der Schwelenschubspannungsgeschwindigkeit und der Standardabweichung der Windgeschwindigkeit beschrieben wird. Aber gerade hier liegen die größten Abweichungen zwischen Anemometermessungen und tatsächlichen Werten vor und sollten Berücksichtigung finden.

Literatur

Busch, N. E., L. Kristensen, 1976: Cup anemometer overspeeding. J. Appl. Meteorol. **15**,

1328-1332

- Coppin, P. A., 1982: Examination of cup anemometer overspeeding. Meteorol. Rdsch. **2**
- Deiss, O., F. Lackmann, 2001: Eine Untersuchung im Windkanal zum Einfluss der Turbulenz bei Halbschalen- und Ultraschallanemometern für den Einsatz an Windkraftanlagen. Fachhochschule Düsseldorf, Institut für Strömungsmaschinen, Kurzfassung der Diplomarbeit, 72 S.
- Monin, A. S., A. M. Obukhov, 1954: Basic laws of turbulent mixing in the surface Layer of the atmosphere. Tr. Geofiz. Inst. Akad. Nauk SSSR **151**, 163-187
- Prandtl, L., 1949: Führer durch die Strömungslehre. 3. Auflage, Friedrich Vieweg & Sohn, Braunschweig. 407 p
- Schrenk, O., 1929: Über den Trägheitsfehler der Schalenkreuzanemometer bei schwankender Windstärke. Zeitschr. f. techn. Physik. **2**, 57-66
- Stull, R. B., 1988: An Introduction to Boundary Layer Meteorology. - Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Neth., 666 p.
- Stout, J.S., T.M. Zobeck, 1997: Intermittent saltation. - Sedimentology, **44**, 959-970
- Taubenheim, J., 1969: Statistische Auswertung geophysikalischer und meteorologischer Daten. Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G., Leipzig, 386 S.
- Weber, R., 1999: Remarks on the definition and estimation of friction velocity. Boundary-Layer Meteorol. **93**, 197-209
- Westermann, D., 1996: Overspeeding - über das eigentümliche Tiefpaßverhalten von Schalensternanemometern. DEWI Magazin, **9**, 56-63
- Yaglom, A. M., 1954: On allowing for inertia of meteorological instruments in a turbulent atmosphere. Tr. Geofiz. Inst. Akad. Nauk SSSR, **24**,(151), 112-162

Ansätze zur Abschätzung des Risikos von Sturmschäden am Beispiel von Köln

K.S. Radtke und G. Tetzlaff

Zusammenfassung

Hier werden einige Ansätze dargestellt, um das Schadenspotential von Stürmen abzuschätzen. Dabei sollen auch Aussagen zur Größenordnung des Schadens bei sehr unwahrscheinlichen Ereignissen gemacht werden. Die Naturgefahr Sturm wird getrennt nach außertropischen Zyklonen und Tornados betrachtet. Im ersten Fall werden empirische Verteilungsfunktion und mittels einer Markov Methode erzeugte synthetische Windreihen zur Abschätzung extremer Windgeschwindigkeiten genutzt. Eine Abschätzung der Böen wird durchgeführt und der Schaden mit Hilfe einer einfachen Beziehung zwischen Böengeschwindigkeit und Schaden ermittelt. Für die Abschätzung des Schadens im Falle eines Tornados werden von Dotzek angegebene Wahrscheinlichkeiten für Tornados in Deutschland und die Definition einer Tornadointensitätsskala als Schadensfunktion verwendet.

Summary

Some conceptions were explained, to estimate the risk of storm caused damages. The amount of damage by unlikely events is assessed. The natural hazard storm is considered separately for extratropical cyclones and tornadoes. Empirical distribution functions and synthetic series of wind speeds generated by a Markov chain model are used to derive the extreme wind speeds for cyclones. An estimation of gust speeds are performed and a simple relationship between gust speed and damage is applied. The likelihood of tornadoes to occur in Germany provided by Dotzek and the definition of an intensity scale are used to estimate the damage in the case of tornadoes.

1 Einleitung

Ereignisse, wie die Sturmserie vom Dezember 1999 oder die Orkane Anfang 1990 haben das Schadenspotential von Stürmen in Deutschland aufgezeigt. Beobachtungen zeigen, daß Stürme in Deutschland sowohl bei der Anzahl der Schadensereignisse als auch bei den volkswirtschaftlichen und versicherten Schäden den Spitzenplatz bei der Gefährdung durch Naturkatastrophen einnehmen (MüRü, 1999). Der dominante Anteil daran, mit 53 % der gesamten volkswirtschaftlichen Schäden, entfällt dabei auf außertropische Zyklonen. An ihnen treten großflächige Sturmfelder auf, mit Windgeschwindigkeiten, welche Orkanstärke erreichen können.

Hier sollen Ansätze aufgezeigt werden, um das Potential von Sturmschäden in einer Region abzuschätzen. Im Blickfeld sollen dabei auch Ereignisse mit sehr kleinen Eintretenswahrscheinlichkeiten stehen. Auch ein sehr seltenes Ereignis kann jederzeit eintreten, deshalb ist es sinnvoll auch Abschätzungen über mögliche Ausmaße von extrem seltenen Schadensfällen durchzuführen. Als Beispiel Region wurde Köln ausgewählt, da diese Arbeit zum Verbundprojekt des Deutschen Forschungsnetz Naturkatastrophen gehört. Für Köln ergibt sich die Möglichkeit, die drei bedeutendsten Naturgefahren Sturm, Überschwemmung und Erdbeben, gemeinsam an einem Ort mit großer Wertekonzentration zu betrachten.

Für die Abschätzung extremer Windgeschwindigkeiten werden gewöhnlich empirische Verteilungsfunktionen verwendet. Hier wird die beliebte Gumbelverteilung und die Verteilung nach Schmidt benutzt. Bis zu Wiederkehrperioden von einigen hundert Jahren scheint das bei Verwendung von Datenreihen mit einer Länge von einigen Jahrzehnten machbar. Für die Extrapolation von Schwellwerten für extrem kleine Wahrscheinlichkeiten bringt solch eine Vorgehensweise sehr unsichere Ergebnisse. Deshalb wurden, speziell für die Betrachtung sehr seltener Ereignisse, die Extremwerte auch mit Hilfe synthetischer Zeitreihen abgeschätzt. Diese wurden mittels einer Markov Ketten Methode simulierten. Als Datenbasis dient eine 30 Jahres Meßreihe mit Zehnminuten Mittelwinden und eine 45,5 Jahres Reihe mit maximalen Tagesböen. Die Approximation des Schadens wird mit einer, aus Erfahrungswerten abgeleiteten, Schadensfunktion der Münchner Rückversicherung durchgeführt. Als Information über die Verteilung der Werte dienen die versicherten Werte in den Postleitzahlen Gebieten.

Schäden werden auch beobachtet, wenn innerhalb von Gewittern durch vertikalen Austausch von Luftmassen hohe Windgeschwindigkeiten erzeugt werden. Hier kann auch Hagelschlag zu extrem hohen Schäden führen, wie das Hagelunwetter von München am 12.7. 1984 zeigte. Hagelschlag soll hier allerdings nicht mit in die Betrachtungen einbezogen werden. Das extremste Ereignis, welches in Verbindung mit einem Gewitter auftreten kann ist ein Tornado. Dieser kann auch in Mitteleuropa Menschenleben fordern und große Schäden verursachen, wie das verheerendste Beispiel in Deutschland, der Tornado von Pforzheim, gezeigt hat (siehe auch den Tornado von Lingen in Abb. 2). 2 Tote, ca. 200 Verletzte und 125 Millionen DM Sachschaden waren die Folge. Eine genauere Beschreibung der Verwüstung findet sich bei Hartleb (Hartleb, 1970). Untersuchungen der Tornadoaktivität in Mitteleuropa zeigen, daß zwar die Eintretenswahrscheinlichkeit erheblich geringer ist als in den USA, aber auch hier gleiche Intensitäten erreicht werden können (Dotzek, 2000 und Dotzek, 2001). Da hier das Risiko von Sturmschäden mit extrem langen Wiederkehrperioden betrachtet wird, soll auch das Potential von Tornados mit einbezogen werden.



Abbildung 1: Schaden durch einen umgestürzten Baum nach dem Orkan Jeanett am 27.10. 2002 in Zschopau (Erzgebirge).



Abbildung 2: “Eine furchtbare Wirbelsturm-katastrophe hat am 1. Juni 1927 die Stadt Lingen (Ems) und einen Teil der angrenzenden Landgemeinden heimgesucht und Zerstörungen angerichtet, die aller Beschreibung spotten.” berichtete der Bürgermeister von Lingen über den Tornado von 1927.

2 Schadenspotential durch Zyklonen

2.1 Abschätzung extremer Windgeschwindigkeiten

Um extreme Windgeschwindigkeiten abzuschätzen, ist es möglich die Gültigkeit einer empirischen Verteilung anzunehmen. Die Parameter dieser Verteilungsfunktion müssen dann an eine beobachtete Zeitreihe angepaßt werden. Hierzu kann man gemittelte Windgeschwindigkeiten oder Böen verwenden. Zunächst werden zwei Beobachtungsreihen der synoptischen Station Köln Wahn betrachtet, eine 30 jährige Meßreihe stündlicher 10-min Mittelwerte von 1971 bis einschließlich 2000 und die maximalen Tagesböen vom 1.7. 1957 bis zum 31.12. 2002. Welche ist geeigneter für eine Abschätzung des Schadensrisikos? Die 5 höchsten Werte in den Böenbeobachtungen liegen zwischen 35 m/s und 39 m/s. Die an diesen Tagen beobachteten mittleren Winde sind verhältnismäßig gering. Die Böen sind 3 bis 8 mal so stark wie die korrespondierenden Mittelwinde. Solche Böenfaktoren (nach Gl. 1) sind viel zu hoch. Diese Termine lassen sich nicht zu bekannten schadensbringenden großen Zyklonen zuordnen. Bei den sehr hohen Böengeschwindigkeiten handelt es sich offenbar um lokale Effekte, auf welchen keine großräumige Schadensanalyse aufgebaut werden sollte. Eine Betrachtung der maximalen Beobachtungen in der Mittelwindreihe zeigt, daß die 5 höchsten Werte (zwischen 16,1 m/s und 18,9 m/s) alle zu gut bekannten schadensreichen Sturmzyklonen gehören (1. Wiebke 1990, 2. Herta 1990, 3. Tief Y am 24. November 1984, 4. nochmals Wiebke, 5. der Niedersachsenorkan 1972). Mit den beobachteten zugehörigen Böen ergeben sich hier realistische Böenfaktoren zwischen 1,6 und 2,1. Es erscheint somit sinnvoller zur Abschätzung eines Risikos von Sturmschäden eine Beobachtungsreihe von Mittelwerten

zu verwenden.

Die, für die Abschätzung von Windschwellwerten mit hoher Eintretenswahrscheinlichkeit gebräuchliche, Weibullverteilung ist zur Extrapolation von Werten für extrem seltene Ereignisse nicht geeignet. Für Windgeschwindigkeiten, welche in weniger als einem Prozent der Fälle überschritten werden, sollte ein anderes Verfahren verwendet werden (Troen und Petersen, 1989). Die Extrapolation der Werte für große Wiederkehrperioden wurde sowohl mit Hilfe der in der Extremwertabschätzung beliebten Gumbel Verteilung als auch mit dem speziell für Windgeschwindigkeiten entwickelten Verfahren nach Schmidt (Schmidt, 1980) durchgeführt. Das Extrapolationsverfahren nach Schmidt ist nur auf dem Meer oder im Flachland anwendbar, wo der Wind keinen orographischen Effekten unterliegt. Die Anwendung für das Stadtgebiet von Köln scheint gerechtfertigt. Um eine kleine Aussage über die Qualität der Abschätzungen zu erhalten, wurden die in den 30 Jahren der Zeitreihe beobachteten Windgeschwindigkeiten mit den Werten, welche mit den Weibull-, Gumbel- und Schmidt-Verfahren berechnet wurden verglichen. Abb. 3 zeigt die beobachteten absoluten Häufigkeiten und die mittels der drei Verfahren abgeleiteten Häufigkeiten für den gleichen Zeitraum. Der Wertebereich wurde in Klassen mit einer Breite von 1 m/s unterteilt, der maximale beobachtete Wind betrug 18,9 m/s. Die mit Hilfe der Weibullverteilung bestimmten Werte passen im Bereich der kleineren Windgeschwindigkeiten sehr gut zu den Beobachtungen. Ca. ab 11 m/s knickt die Kurve aber ab, so daß das Eintreten der hohen Geschwindigkeiten deutlich unterschätzt wird. Die beste Übereinstimmung über die gesamte Breite zeigt die Abschätzung nach Schmidt, welche im unteren und oberen Bereich eine gute Anpassung an die Beobachtungen zeigt. Das bedeutet allerdings nicht unbedingt, daß die Genauigkeit der Abschätzung bei längeren Wiederkehrperioden ähnlich gut ist, da die Gültigkeit der angenommenen Verteilung für geringe Wahrscheinlichkeiten nicht sicher ist. Die Gumbelverteilung, welche zur Abschätzung extremer Ereignisse Verwendung findet, schätzt die Extremwerte mit einer Überschreitung von 18 m/s (beobachtet: einmal) und 1,7 Überschreitungen von 17 m/s (beobachtet: zweimal) in 30 Jahren gut ab, und deutet an, daß sie geeignet ist, Fälle mit längerer Wiederkehrperiode abzuschätzen.

Wie kann man extrem seltenen Ereignissen abschätzen? Im Folgenden wird ein Verfahren angewandt, welches von Dukes und Palutikof (Dukes und Palutikof, 1995) für Stationen in Großbritannien getestet wurde. Dabei werden die Schwellwerte für vorgegebene Wiederkehrperioden mittels synthetischer Wind Zeitreihen bestimmt, welche mit Hilfe einer Markov Ketten Methode erzeugt wurden. Die Übergangswahrscheinlichkeitsmatrix zwischen den verschiedenen Zuständen, hier die Klassen der Windgeschwindigkeit, wurde aus der Mittelwindreihe bestimmt. Der genaue Geschwindigkeitswert für einen Zeitpunkt wird zufällig innerhalb der jeweiligen Klasse festgelegt. In der unteren und der nach oben offenen oberen Klasse wird eine ansteigende bzw. fallende Verteilung angenommen, welche an die beobachteten Daten angepaßt wurde. Als Extremwert für eine Wiederkehrperiode wurde der Mittelwert der Maxima von jeweils 1000 Simulationen pro Zeitreihenlänge verwendet. Dieses Vorgehen ist vorteilhaft, wenn man bedenkt, daß z.B. ein 100 Jahresereignis den Wert repräsentiert, welcher im Mittel alle 100 Jah-

re überschritten wird. Bei einer beobachteten Zeitreihe handelt es sich dagegen immer nur um eine von vielen möglichen Reihen dieser Länge. Für eine 30 Jahres Zeitreihe ergibt sich so ein Maximum von 19,3 m/s, bei einem Mittelwert von 3,24 m/s und einer Standardabweichung von 1,89 m/s. Die entsprechenden Werte der beobachteten Reihe stimmen damit gut überein: Maximum von 18,9 m/s, Mittelwert von 3,17 und Standardabweichung von 1,87 m/s.

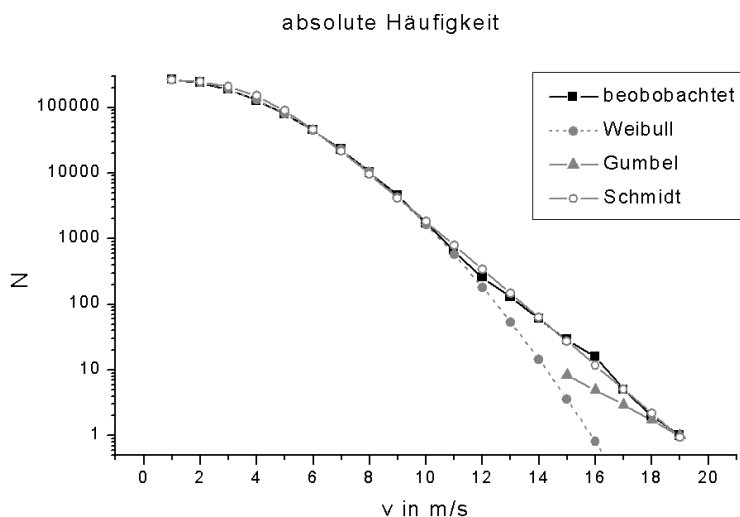


Abbildung 3: Die beobachtete absolute Häufigkeit aus 30 Jahren, sowie die mit der Weibull Verteilung und dem Schmidt Verfahren bestimmten Werte für den gleichen Zeitraum. Weiterhin sind die Häufigkeiten der extremsten Werte, bestimmt mit der Gumbel Verteilung, dargestellt. Die Klassenbreite beträgt 1 m/s, die Nummer der Klasse bezeichnet den Wert der unteren Grenze.

Abb. 4 zeigt die extrapolierten Windgeschwindigkeiten mit Wiederkehrperioden von 5 Jahren bis 10000 Jahre für die beiden empirischen Verteilungsfunktionen und die simulierten Werte. Für die höheren Wahrscheinlichkeiten sind die nach Schmidt bestimmten Werte etwas größer als die nach Gumbel. Im Bereich des 5 oder 10 Jahreswindes scheinen die Werte nach Schmidt besser zu sein (Abb. 3). Dann liegen die beiden Verteilungen eng beieinander. Ab dem 100 Jahres Ereignis schätzt Gumbel immer die höheren Werte ab, wobei die Differenz anwächst. Schmidt selbst gibt an, daß die von ihm entwickelte Methode, die Bestimmung von Überschreitungshäufigkeiten bis etwa zum Jahrhundertwind erlaubt. Die simulierten Werte liegen im unteren Teil etwas über den beiden anderen Verfahren. Dukes und Palutikof finden, daß die simulierten Extremwerte bei sehr langen Wiederkehrperioden (bis 10000 Jahre) geringere Werte liefern als eine gewöhnliche Extremwertabschätzung. Sie interpretieren dies dahingehend, daß sich die Windgeschwindigkeit an einen physikalischen Grenzwert annähert, so daß Extremwertabschätzungen wie Gumbel ab einer gewissen Wiederkehrperiode ihre Gültigkeit

verlieren. Die Länge dieses Gültigkeitsbereiches scheint stationsabhängig zu sein. Die vier dort ausgewerteten Stationen deuten an, daß der Effekt früher eintritt, in Gebieten mit einer großen Anzahl starker Stürme. Die Relation zwischen den simulierten Werten und den mit Gumbel approximierten Werten von Köln zeigt Ähnlichkeiten zur windärmsten Station Dungeness, wobei bei Köln die Sättigung noch später einzutreten scheint. Dies unterstützt die Hypothese von Dukes und Palutikof, da Dungeness am Ärmelkanal windreicher ist als Köln. Aber wie Dukes und Palutikof schreiben, bleibt dies ohne eine sehr lange Meßreihe erst einmal Spekulation.

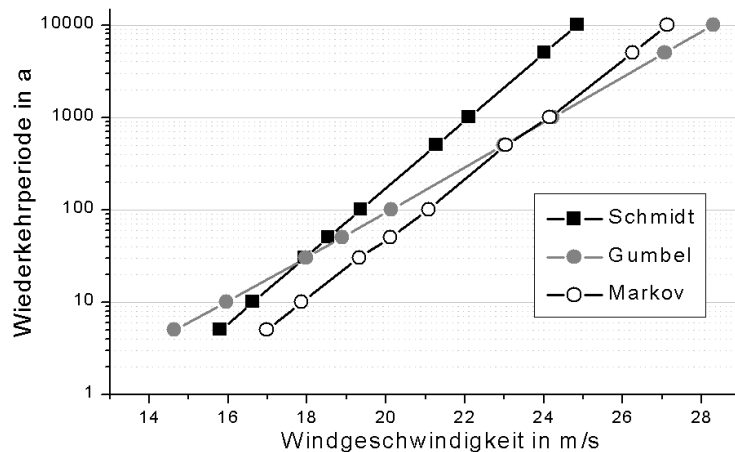


Abbildung 4: Die beobachtete absolute Häufigkeit aus 30 Jahren, sowie die mit der Weibull Verteilung, mit der Gumbel Verteilung und dem Schmidt Verfahren bestimmten Werte für den gleichen Zeitraum. Die Klassenbreite beträgt 1 m/s, die Nummer der Klasse bezeichnet den Wert der unteren Grenze.

Auf den ersten Blick scheinen die Schwellwerte für die angegebenen Eintretenswahrscheinlichkeiten zu gering zu sein, wurden doch z.B. während des Orkans Lothar in Karlsruhe mittlere Windgeschwindigkeiten von bis zu 26,1 m/s gemessen. Aber die oben erwähnten Maxima in der Zeitreihe entsprechen Zyklonen, welche in ihrer Schadenswirkung mit Lothar vergleichbar waren, aber in Köln Wahn wurden dabei deutlich geringere Werte beobachtet. Tabelle 1 zeigt zu einigen Stationen in Nordrhein-Westfalen die gemessenen maximalen 10 min Mittelwinde während 4 großer Zyklonen der letzten Jahre. Hierbei fällt auf, daß die in Köln gemessenen Werte im Vergleich zu den anderen Stationen immer sehr niedrig sind. Die beiden für Köln verheerendsten Zyklonen der letzten Jahrzehnte Wiebke und Jeanett mit ihren in Köln gemessenen Geschwindigkeitswerten von 16,4 m/s und 18,9 m/s sowie die anderen Spitzenereignisse in der Mittelwindreihe wie Herta mit 17,4 m/s und der Niedersachsenorkan mit 16,1 m/s scheinen die Abschätzung in Abb. 4 zu bestätigen. Der 10 Jahres Schwellwert der Abschätzung nach Schmidt von 16,6 m/s wird in den 30 Jahren von 1970 bis 2000 zweimal überschritten (Wiebke, Herta) Jeanett kommt 2002 nah an diesen her-

	Anatol (1999)	Lothar (1999)	Anna (2002)	Jeanett (2002)
Aachen	16,1	14,8	14,2	16,4
Bocholt	15,2	17,0	15,2	17,7
Düsseldorf	16,3	16,5	-	21,5
Essen	16,9	16,5	13,4	16
Greven	15,8	13,2	17,8	20
Köln	13,4	11,7	13,8	16,4
Lüdenscheid	13,5	14,1	17,0	18,7

Tabelle 1: 10 min Mittelwinde verschiedener Stationen in Nordrhein-Westfalen während 4 bedeutender Zyklonen mit Schäden in Deutschland in den letzten Jahren.

an. Im verfügbaren Beobachtungszeitraum paßt die Datenbasis also zu den in Abb. 4 durchgeführten Zuordnungen einer Eintretenswahrscheinlichkeit. Dies gilt für die hier betrachtete Meßreihe. Wie Tab. 1 andeutet scheint die Station Köln Wahn geringere Werte zu registrieren als andere Stationen in Deutschland. Kasperski (Kasperski, 2000) findet bei einem Vergleich einiger deutscher Meßstationen ebenfalls in Köln extrem wenige Ereignisse mit hohen Windgeschwindigkeiten.

Nicht in jedem Fall wird eine Zeitreihe, wie die hier verwendete, zur Verfügung stehen, um eine Extremwertextrapolation durchzuführen. Als Information über die Windklimatologie in einem betrachteten Gebiet könnte man dann z.B. auf gegebene Weibullverteilungen im Europäischen Windatlas (Troen und Petersen, 1989) zurückgreifen. Wie oben gezeigt, ist die Weibullverteilung allerdings nicht geeignet um extreme Werte abzuschätzen. Deshalb soll nun eine Approximation nach Schmidt auf einer gegebenen Weibullverteilung aufgebaut werden. Die Bestimmung der Parameter der Schmidt Verteilung erfolgt durch die Anpassung der angenommenen Verteilungsfunktion an die empirische Verteilung, mit Hilfe der analytischen und empirischen Überschreitungswahrscheinlichkeiten. Dabei sollen die Überschreitungswahrscheinlichkeiten für möglichst viele Schwellwerte der Windgeschwindigkeit Verwendung finden. Hier werden nun anstatt der empirischen Wahrscheinlichkeiten die Wahrscheinlichkeiten genutzt, welche mit einer gegebenen Weibullverteilung bestimmt werden können. Da die höheren Windgeschwindigkeit durch die Weibullverteilung nicht gut repräsentiert werden, wurden nur Schwellwerte bis 10 m/s verwendet. So wurden die Parameter der Schmidt Verteilung mit $f_0=2,29$ und $B=1,17$ bestimmt. Die Verteilung, welche an die empirischen Daten angepaßt wurde, hatte die Parameter: $f_0=2,25$ und $B=1,19$. Die, mit dieser Verteilung, extrapolierten Schwellwerte unterscheiden sich nur minimal von den Werten der originalen Schmidt Verteilung (Tab. 2). Mit dieser Methode lassen sich zumindest für Wiederkehrperioden bis zu 100 Jahren, nur mit Kenntnis der Weibullparameter, akzeptable Abschätzungen durchführen.

Im Allgemeinen müßte für eine Schadensabschätzung eine regionale Differenzierung der Windgeschwindigkeit durchgeführt werden. Hierzu kann ein Strömungsmodell Ver-

Wiederkehrdauer	5	10	50	100
Schmidt	19,9	20,7	22,6	23,4
Weibull-Schmidt	19,6	20,4	22,3	23,1

Tabelle 2: *Schwellgeschwindigkeiten nach Schmidt und Weibull-Schmidt in m/s.*

wendung finden, oder eine Interpolation zwischen mehreren Meßstationen erfolgen. Hier wird aber die Messung der Station Köln Wahn als repräsentativ für das kleine und flache betrachtete Gebiet angesehen.

2.2 Schadensabschätzung

Eine wesentliche Eigenschaft des Windes in der atmosphärischen Grenzschicht ist seine Böigkeit, also sprunghafte Änderungen der Windgeschwindigkeit und -richtung. Um bzw. Überströmung von Hindernissen führt zur Ausbildung von Wirbeln, welche von einem festen Beobachter als Bö wahrgenommen werden. Vertikaler Luftmassenaustausch ist ein weiterer Mechanismus, welcher zur Entstehung von Böen führt. Dabei werden Luftpakete mit relativ hoher Windgeschwindigkeit aus oberen Teilen der Grenzschicht nach unten geführt, in Schichten mit geringerer Strömungsgeschwindigkeit, was am Boden als Beschleunigung beobachtet wird. Die Windgeschwindigkeit kann so kurzzeitig höhere Beträge erreichen, welche deutlich über dem Mittelwert liegen. Die Stärke der Böen ist neben der Rauigkeit und der Schichtungsstabilität weiterhin abhängig, von der Mittelungszeit, der Intervalllänge, dem Betrag des mittleren Windes und der Höhe über Grund. Gerade zwischen den Böengeschwindigkeiten und den verursachten Schäden zeigt sich ein Zusammenhang. Aus diesem Grund stellt die im weiteren verwendete Schadensfunktion eine Beziehung zwischen der Geschwindigkeit der Böen und dem resultierenden Schaden her. Die Approximation von Böenwindgeschwindigkeiten aus mittleren Winden ist ein problematisches Unterfangen. Hier wird ein Böenfaktor der herkömmlichen Form:

$$G = \frac{v_{max}(t)}{\bar{v}(T)} \quad (1)$$

verwendet. Wobei \bar{v} den gemittelten Wert der Windgeschwindigkeit über eine Dauer T , typischerweise 10 Minuten, bezeichnet. Der Wert v_{max} ist die darin enthaltene maximale Bö, abhängig von der Integrationsdauer t . Für die Abschätzung wird hier das Modell von Wieringa (Wieringa, 1973) genutzt. Er gibt für den Böenfaktor bei einer Intervalldauer von 10 Minuten folgende Gleichung an:

$$G(t, T = 10min, z, z_0, \bar{v}) = 1 + \frac{1,42 + 0,3013 \cdot \ln\left(\frac{990}{\bar{v}t} - 4\right)}{\ln\left(\frac{z}{z_0}\right)} \quad (2)$$

Wie Beobachtungen zeigen (siehe z.B. Ahmed 1994), decken die Böenfaktoren unter ähnlichen Bedingungen ein Spektrum unterschiedlicher Werte ab. Mit Gleichung 2 läßt

sich der Böenfaktor zur mittleren Maximalbö, abhängig von der gemittelten Geschwindigkeit, in 10 m Höhe und bei einer Intervalllänge von 10 min, bestimmen. Für die Betrachtung großer Flächen scheint dies sinnvoll. Die Rauigkeit läßt sich nur schwerlich genau festlegen. Sie wurde mit 0,45 bis 0,55 m angenommen. Zu beachten ist, daß die Rauigkeit hier als eine großräumig gemittelte Eigenschaft anzusehen ist. Bei der Kalibrierung der unten verwendeten Schadensfunktion haben Lokale Eigenschaften des Böenfeldes, wie höhere Böigkeit in Städten keinen Einfluß. Wieringa hat sein Böenfaktor Modell mit einer Reihe, aus der Literatur bekannter, Messungen mittlerer Böenfaktoren verglichen und kommt zu einer guten Übereinstimmung. Die Böenfaktoren für die extrapolierten Windwerte liegen zwischen 1,6 und 1,8, was zu den beobachteten Werten während der 5 maximalen Messungen in der Mittelwindreihe paßt.

Die Abschätzung der zu erwarteten Schäden wird mit Hilfe einer Schadensfunktion der Münchner Rückversicherung durchgeführt, welche empirisch für Wohngebäudeschäden in Deutschland ermittelt wurde (MüRü, 1993). Sie stellt einen Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit der Böen, gemittelt über eine "größere" Fläche, und den zu erwartenden Schäden dar:

$$S(v) = S(80) \cdot \left(\frac{v}{80}\right)^\gamma \quad (3)$$

Wobei S den mittleren Schadenssatz, also den Schaden geteilt durch den Neuwert, bezeichnet. Diese Gleichung gilt für Windgeschwindigkeiten ab 80 km/h, unterhalb dieses Wertes treten in Deutschland keine flächenhaften Schäden auf. Die Windgeschwindigkeit v der Böen ist ein über eine größere Fläche (ca. 5 x 5 km) gemittelter Wert. Der Exponent γ bezeichnet die Zunahme des Schadenssatzes abhängig von der Windgeschwindigkeit. Eine Auswertung der 1990-er Stürme deutete zunächst auf einen Wert für den Exponenten von 3 bis 4 hin. Die zusätzliche Betrachtung der Orkane Lothar, Martin und Anatol aus dem Jahr 1999 ergaben nun einen mittleren Wert von etwas über 4, bei einigen Haftungsbeständen sogar bis 5, für den Exponenten (MüRü, 2001). Eine Differenzierung nach Küstengebieten und Binnenland, wie bei Klawa (Klawa, 2001) ist in diesem Schadensmodell nicht enthalten, da die Erfahrungen der Münchner Rückversicherung nicht bestätigen, daß bei gleichen Windgeschwindigkeiten in Küstenregionen geringere Schäden auftreten.

Um das Schadenpotential abzuschätzen, muß weiterhin die Verteilung der Werte in der betrachteten Region bekannt sein. Von der Münchner Rückversicherung wurden diese für das Stadtgebiet von Köln bereitgestellt. Hierbei wurden die Werte, welche sich im Privatbesitz befinden hoch gerechnet. Den Haushalten läßt sich nach Angaben des deutschen Versicherungsverbandes (GdV) ein mittlerer Wert zuordnen, die Gesamtanzahl aller Haushalte ist bekannt. Unter Annahme eines als konstant angenommenen Verhältnisses der Werte von Wohngebäuden zu den Werten kommerziell genutzter Gebäude wurden die Werte auf Basis der fünfstelligen Postleitzahlgebiete abgeschätzt (siehe Abb. 5). Für die Stadt Köln ergibt sich so ein Wert von ca. 181 Mrd. Euro. Darin sind öffentliche Besitztümer, wie z.B. die Infrastruktur, nicht enthalten.

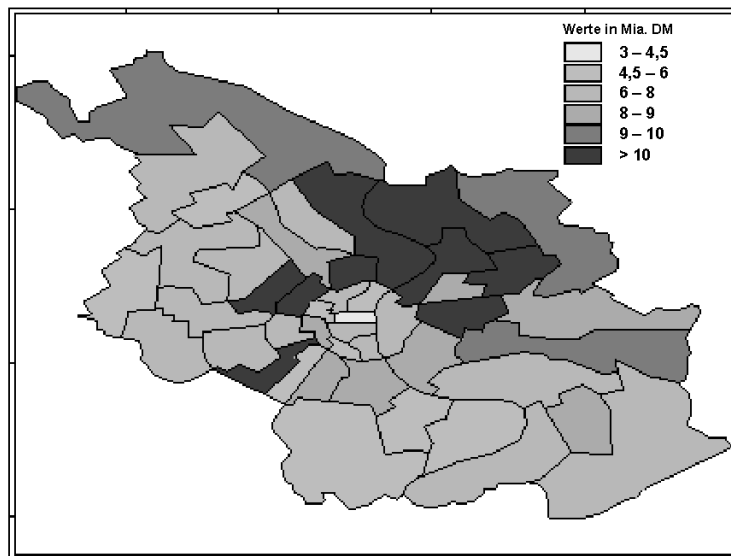


Abbildung 5: Die Verteilung der versicherten Werte für das Stadtgebiet von Köln, nach Angaben der Münchner Rückversicherung. Die räumliche Auflösung entspricht den fünfstelligen Postleitzahlgebieten.

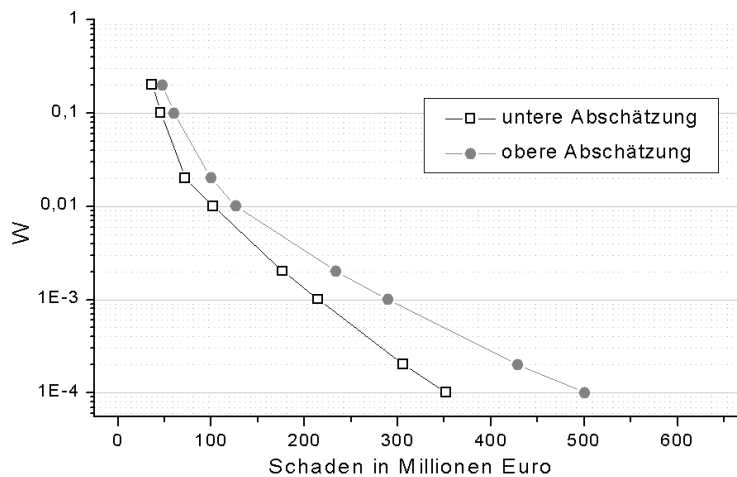


Abbildung 6: Abgeschätzte Schäden durch Zyklonen. Dargestellt ist eine obere ($\gamma = 5$ und $z_0 = 0,55$) und eine untere ($\gamma = 4,5$ und $z_0 = 0,45$) Approximation der Schäden. Für unterschiedliche Wahrscheinlichkeiten wurden verschiedene Methoden der Bestimmung der Windgeschwindigkeit verwendet (siehe Text).

Während des oben erwähnten maximalen Ereignisses in der Beobachtungsreihe wurden ein mittlerer Wind von 18,9 m/s und eine maximale Tagesbö von 32 m/s gemessen. Mit Exponenten von 4,5 und 5 berechnet sich dazu ein Schaden von 75 bis 90 Mill. Euro. Wiebke verursachte in Deutschland insgesamt 500 Mill. Euro versicherter Schäden. Unter Berücksichtigung der Vervierfachung der versicherten Werte von 1990 bis heute, bedeutet das einen Anteil von 3,7 % bis 4,5 % Kölns am Gesamtschaden. Diese Größenordnung scheint plausibel.

Die Abbildung 6 zeigt die Eintretenswahrscheinlichkeit von Schadensereignissen, die untere (obere) Abschätzung wurde mit einem Exponenten von 4,5 (5) in der Schadensfunktion und einer Rauigkeit von 0,45 m (0,55 m) in Gleichung 2 durchgeführt. Wobei den Werte bei den unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten unterschiedliche Methoden zur Bestimmung der Windgeschwindigkeiten zugrunde liegen. Bis zum 50 Jahres Ereignis wurde das Verfahren von Schmidt angewandt, ab 1000 Jahre wurde die mit der Markov Methode generierten Zeitreihen verwendet und dazwischen die Gumbelverteilung.

3 Schadenspotential durch Tornados

Da hier mögliche Extremereignisse betrachtet werden, soll nun auch das recht unwahrscheinliche Ereignis eines Schadens durch Tornadoaktivität Beachtung finden. Als Basis für die Abschätzung dieses Schadensrisikos dient die Arbeit von Dotzek (Dotzek, 2000 und Dotzek, 2001) über die Tornadoaktivität in Deutschland. Er untersuchte die 517 von 1587 bis 1999 belegten Tornados auf dem Gebiet der heutigen Bundesrepublik. Aus den Beobachtungen der letzten Jahrzehnte läßt sich ein Auftreten von 0,1 bis 0,2 Tornados pro Jahr und 10000 km^2 ableiten. Doch diese Zahl wertet er nur als untere Grenze. Die nach der Fujita Skala klassifizierten Tornados (136) zeigen ab F1 eine ungefähre linear-logarithmische Verteilung, ähnlich den Tornados in den USA (Brooks und Doswell, 2000). Dotzek gibt für die Wahrscheinlichkeitsdichte Funktion:

$$p(F) = \frac{\alpha^F}{\sum_{n=0}^5 \alpha^n} \quad (4)$$

Für den Anstieg α liefert er einen Wert von 0,36. Unter der Annahme, daß diese Verteilung auch auf F0 Tornados zutrifft, würde das bedeuten, daß sehr viele leichte Tornados nicht erkannt werden. Dies und eine vermutlich zu geringe Zahl gemeldeter Tornados im Gebiet der ehemaligen DDR führen ihn zu einer wahrscheinlicheren Zahl von 0,4 bis 0,7 Ereignissen pro Jahr und 10000 km^2 . Für das Stadtgebiet von Köln mit ca 400 km^2 wären das 0,008 bis 0,028 Tornados pro Jahr. Weiterhin liefert die Gleichung 4 folgende Verteilung auf die Intensitätsklassen der F-Skala: F0 (64,1 %), F1 (23,1 %), F2 (8,3 %), F3 (3,0 %), F4 (1,1 %) und F5 (0,4 %). Mit anderen Worten bedeutet das, daß im Mittel alle 10000 bis 30000 Jahre mit einem F5 Tornado in Köln zu rechnen ist.

Auf Grundlage dieser Untersuchungen soll nun das Schadensrisiko für Köln abgeschätzt werden. Das Stadtgebiet von Köln wurde mit möglichen Tornadozugbahnen überlagert, um die betroffenen Stadtgebiete zu ermitteln. Dazu wurden 161 geradlinige Zugbahnen, welche in meridionaler, zonaler und um 45° geneigter Richtung Köln im Abstand von einer Bogenminute überdecken gewählt. Damit sollen alle möglichen Zugbahnen, welche Köln treffen könnten, als erfaßt gelten. Abb. 7 zeigt beispielhaft eine Zugbahn überlagert mit dem Stadtgebiet von Köln, unterteilt in seine Postleitzahlgebiete. Zur Bestimmung möglicher Abmessungen dieser Zugbahnen, wurde ein Datensatz des Storm Prediction Center der National Oceanic And Atmospheric Administration (NOAA) mit den von 1950 bis 1995 in den USA beobachteten Tornados untersucht. Für 5130 Tornados sind Angaben zu Länge und Breite vorhanden. Die mittleren Abmessungen, abhängig von der Intensität, sind in Tabelle 3 aufgelistet.

F-Skala	F0	F1	F2	F3	F4	F5
mittlere Breite	11 m	24 m	47 m	94 m	148 m	168 m
mittlere Länge	16 km	46 km	99 km	165 km	208 km	235 km

Tabelle 3: *Mittlere Abmessungen von Tornados in den USA, sortiert nach der F-Skala.*

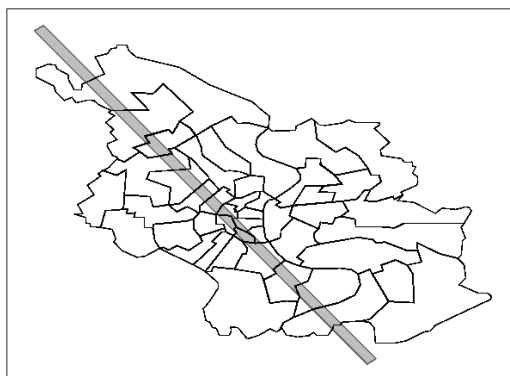


Abbildung 7: *Eine der Zugbahnen, überlagert mit den Postleitzahlgebieten von Köln.*

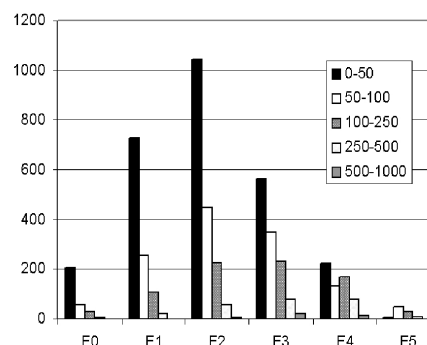


Abbildung 8: *Verteilung von 5130 in den USA von 1950 bis 1995 beobachteten Tornados auf 5 Breitenklassen (0 m bis 50 m, 50 m bis 100 m, 100 m bis 250 m, 250 m bis 500 m, 500 m bis 1000 m), abhängig von ihrer Einstufung in die Fujita Skala*

Abb. 8 zeigt die Verteilung der Tornados, abhängig von ihrer F Klassifizierung, auf 5 Breitenklassen. Diese Verteilung soll für die Kölner Tornados übernommen werden. Zu bemerken ist hierbei, daß die höchste Breitenklasse (500 bis 1000m) bei den F5 Tornados unbesetzt ist. Bei der Überschneidung der Zugbahnen mit dem Wertekataster der Stadt Köln, wird angenommen, daß die Zugbahn von einem Ende bis zum anderen reicht. Vor allem bei den Ereignissen kleinerer Intensität und damit auch Länge

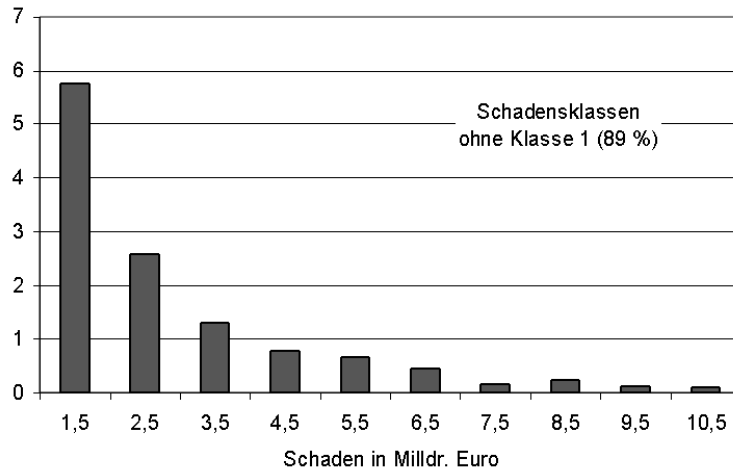


Abbildung 9: Verteilung des Tornadoensembles auf Schadensklassen in %. In der ersten Klasse mit einem Schaden von 0 bis 1 Milldr. Euro sind 89% der Ereignisse enthalten, sie wurde in der Darstellung weggelassen.

muß dies aber nicht der Fall sein. Um zu berücksichtigen, daß eine Zugbahn auch im Stadtgebiet enden kann wird der im folgenden berechnete Schaden für jedes Ereignis mit dem Wert η gewichtet.

$$\eta(F) = \frac{R \cdot 0,5 + (L_m(F) - R) \cdot 1}{L_m(F)} = 1 - \frac{R}{2 \cdot L_m(F)} \quad (5)$$

L_m bezeichnet die mittlere Länge, der mittlere “Durchmesser” von Köln R wurde mit 17 km angenommen. Damit stellt die Schadenssumme nur noch einen mittleren Wert pro Zugbahn dar, berücksichtigend das die Zugbahnen abhängig von ihrer Länge, nicht immer ganz Köln durchziehen. Anschaulich bedeutet das, daß ein F0 Tornado der mittleren Länge 16 km im Mittel nur 47 % der Zugbahn durch Köln einnimmt, ein F4 aber 96 %. Die nicht homogene Verteilung der Werte entlang des Weges wird hierbei vernachlässigt. Analog der Beaufortskala sind auch die Fujita (F) Skala (Fujita, 1981) und die feiner aufgelöste Torro (T) Intensitätsskala (Meaden, 1976) anhand ihrer Wirkung definiert. Hier dient eine von Dotzek an mitteleuropäische Bedingungen angepaßte Definition der T-Skala (Dotzek, 2000) im umgekehrte Sinne als Schadensfunktion. Dotzek unterscheidet den mittleren Schadenssatz für leichte und massive Bauten. Hier werden alle Gebäude im betrachteten Stadtgebiet von Köln als Massivbauten angesehen, was für die überwiegende Zahl wohl auch zutrifft. Dotzeks Intensitätsverteilung (Gleichung 4) gilt für die Fujita Skala. Für diese sind ca. doppelt so viele klassifizierte Ereignisse aufgezeichnet worden als für die T-Skala. Der arithmetische Mittelwert zweier jeweils benachbarter Schadenssätze der T-Skala wird als ein Wert für die F-Skala angesehen (Tab. 4).

In Verbindung mit der Verteilung der Werte (Abb. 5) läßt sich nun allen Ereignissen

F-Skala	F0	F1	F2	F3	F4	F5
T - Skala	T0 T1	T2 T3	T4 T5	T6 T7	T8 T9	T10 T11
Schadenssatz	0,03 %	0,175 %	1,9 %	20 %	70 %	92,5 %

Tabelle 4: *Schadenssätze für Tornados, abgeleitet aus der Definition der T-Skala.*

aus dem Tornadoensemble ein Schaden zuordnen. Insgesamt entstehen so 3567 Ereignisse, welche einen Schaden verursachen, mit verschiedenen Zugbahnen, Breiten und Intensitäten. Da die höchste Breitenklasse bei den F5 Tornados unbesetzt ist, ist ein F4 Tornado der Breite 750 m mit 10,9 Milliarden Euro Schaden an versicherten Gebäuden das schadenintensivste Ereignis. Die Zugbahn dieses Tornados ist in Abb. 7 zu sehen. Ein Tornado der Intensität F5 dieser Ausdehnung könnte mit 14,5 Milliarden Euro Schaden noch deutlich verheerendere Wirkungen verursachen. Diese Werte werden mit dem Faktor η aus Gleichung 5 gewichtet. In Abb. 9 ist die Verteilung der Ereignisse auf Schadensklassen dargestellt. Jedem Ereignis (für jede Zugbahn Z , jede Breite B und jede Intensität F) kann eine Eintretenswahrscheinlichkeit zugeordnet werden:

$$W(Z, B, F) = W_K \cdot W_I(F) \cdot W_B(F, B) \cdot \frac{1}{N} \quad (6)$$

Sie errechnet sich aus der Wahrscheinlichkeit, daß Köln von einem Tornado getroffen wird W_K , der Wahrscheinlichkeit, daß der Tornado einer Intensitätsklasse angehört $W_I(F)$ und der Wahrscheinlichkeit $W_B(F, B)$, daß der Tornado einer Breitenklasse angehört. N bezeichnet die Gesamtanzahl der Ereignisse. Durch Aufsummierung der Eintretenswahrscheinlichkeiten der Ereignisse in den verschiedenen Schadensklassen erhält man die Eintretenswahrscheinlichkeit der jeweiligen Schadensklasse.

Abbildung 10 zeigt den approximierten Schaden und seine Eintretenswahrscheinlichkeit für Zyklonen und Tornados. Der unteren Abschätzung für Tornados liegt der geringere Wert der Häufigkeit, daß Köln von einem Tornado betroffen wird, von $0,008 a^{-1}$ zugrunde. Der höhere Wert von $0,028 a^{-1}$ liefert die obere Abschätzung. Hinzugefügt wurde die Abschätzung für die Zyklonen entsprechend dem Vorgehen in Abschnitt 2. Die angegebenen Wahrscheinlichkeiten für Tornadoschäden sollten dabei mit Vorsicht betrachtet werden, da sie mit großen Unsicherheiten behaftet sind. Die Höhe der abgeschätzten Schäden kann aber als Anhaltspunkt für mögliche Auswirkungen von Tornados dienen.

4 Diskussion und Schlußfolgerungen

Für die Abschätzung des Schadenspotentials aufgrund von Zyklonen sollte eine Mittelwindreihe verwendet werden. Es hat sich bestätigt, daß die Weibullverteilung extreme Ereignisse nicht abschätzen kann. Im Bereich bis zum 100 Jahressturm liefert das Verfahren nach Schmidt eine gute Abschätzung von Windschwellwerten. Eine Anwendung

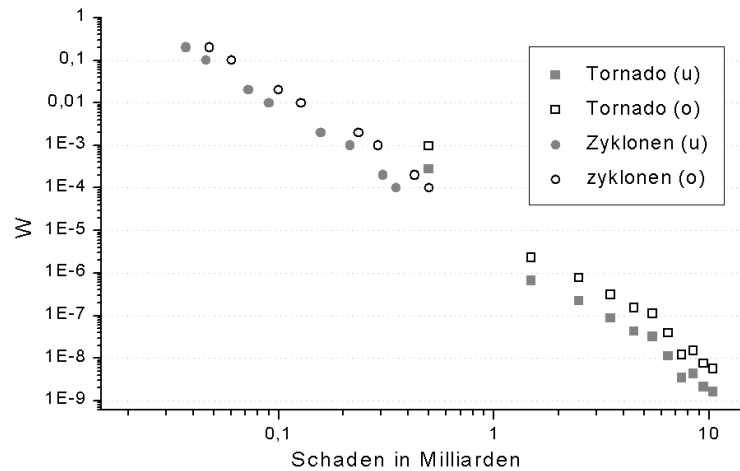


Abbildung 10: *Sturmschäden für Tornados und Zyklonen in doppelt-logarithmischer Darstellung, jeweils mit einer oberen und einer unteren Abschätzung.*

des Verfahrens von Schmidt auf eine gegebene Weibullverteilung scheint mindestens für Wiederkehrperioden bis zu 100 Jahren praktikabel zu sein. Für sehr seltene Ereignisse wurden die simulierten Werte verwendet. Im Bereich dazwischen wurde der Gültigkeit der Gumbelverteilung vertraut, für Überschreitungen ab ca. 17 m/s zeigte sie eine gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen. Die extrapolierten Geschwindigkeiten sind auf den ersten Blick recht klein, dies ist aber eindeutig auf die verwendeten Daten zurückzuführen, zu welchen sie gut passen.

Um die Richtigkeit der Schadensfunktion zu überprüfen werden demnächst die Beobachteten Schäden bei Großereignissen wie Wiebke und Herta mit den approximierten Schäden für die entsprechenden Windgeschwindigkeiten verglichen. Eine Verbesserung der Schadensabschätzung läßt sich durch die Präzisierung der Werteverteilung erreichen. Die Bestimmung der tatsächlich in den Gitterzellen, hier sind dies die Postleit-zahlgebiete, enthaltenen Werte gewerblicher und Industrieller Nutzung und die Einbeziehung öffentlichen Besitzes sind Möglichkeiten dazu.

Die angegebenen Wahrscheinlichkeiten für Tornadoschäden sind vorsichtig zu betrachten und natürlich mit großen Fehlern behaftet. Die berechneten Schadenssummen können aber als Anhaltspunkt für die möglichen Auswirkungen von Tornados dienen.

5 Verwendete Daten

Die 30 Jahre Reihe mit stündlichen 10 min Mittelwinden vom 1.1. 1971 bis zum 31.12. 2000 sowie die Reihe mit maximalen täglichen 3s Böen vom 1.7. 1957 bis zum 31.12. 2002 der synoptischen Station Köln Wahn und die maximalen 10 min Mittelwinde für diverse synoptische Stationen der Orkane Anatol, Lothar, Anna und Jeanett wurden

vom Deutschen Wetterdienst zur Verfügung gestellt. Der verwendete Datensatz mit den Eigenschaften der in den USA von 1950 bis 1995 beobachteten Tornados des Storm Prediction Center der National Oceanic And Atmospheric Administration (NOAA) ist im Internet frei erhältlich (<http://www.spc.noaa.gov/>).

Literatur

- Ahmed, S.** (1994). Gust factors within frontal depressions at Rio, Greece. *Met. Apps.* 1, 205-208.
- Brooks, H., C.A. Doswell** (2000). On some issues of United States tornado climatology. *Mon. Wea. Rev.* 116, 495-501.
- Dotzek, N.** (2000). Tornados in Deutschland. Prog. Sympos. Naturkatastrophen in Mittelgebirgsregionen, Universität Karlsruhe.
- Dotzek, N.** (2001). Tornadoes in Germany. *Atmos. Res.* 56, 233-251.
- Dukes, M.D.G. und J.P. Palutikof** (1995). Estimation of extreme wind speeds with very long return periods. *J. Appl. Meteorol.* 34, 1950-1961.
- Fujita, T.T.** (1981). Tornadoes and downbursts in the context of generalized planetary scales. *J. Atmos. Sci.* 38, 1511-1534.
- Hartleb, P.** (1970). Die Sturmkatastrophe von Pforzheim. *Geogr. Rundsch.* 2, 50-54.
- Kasperski, M.** (2000). Festlegung und Normung von Entwurfswindlasten. Habilitationsschrift an der Ruhr-Universität Bochum, Fakultät für Bauingenieurwesen.
- Klawa, M.** (2001). Extreme Sturmereignisse in Deutschland: Entwicklung, Zusammenhang mit der Nordatlantischen Oszillation und Auswirkung auf die Versicherungswirtschaft. Mitteilungen aus dem Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln, Band 14.
- Meaden, G.T.** (1976). Tornadoes in Britain: their intensities and distribution in space and time. *J. Meteor.* 1, 242-251.
- MüRü** (1993). Winterstürme in Europa - Schadenanalyse 1990 - Schadenpotentiale. Münchner Rückversicherungsgesellschaft, München.
- MüRü** (1999). Naturkatastrophen in Deutschland - Schadenerfahrungen und Schadenpotentiale. Münchner Rückversicherungsgesellschaft, München.
- MüRü** (2001). Winterstürme in Europa (II) - Schadenanalyse 1999 - Schadenpotentiale. Münchner Rückversicherungsgesellschaft, München.

Schmidt, H. (1980). Zur Extrapolation empirischer Verteilungen der Windgeschwindigkeit für Standorte im Flachland und auf freier See. *Meteorolo. Rdsch.* 33, 129-137.

Troen, I. und E.L. Petersen (1989). European Windatlas. RisøNational Laboratory, Roskilde, Dänemark.

Wieringa, J. (1973). Gust factors over open water and built-up country. *Boundary-Layer Meteorol.* 3, 424-441.

Adresse der Autoren:

Universität Leipzig
Institut für Meteorologie
Stephanstraße 3
04103 Leipzig

Monitoring of a polar plasma convection event with GPS

C. Stolle, S. Schlüter, Ch. Jacobi, N. Jakowski and A. Raabe

ABSTRACT

When L-band radio waves of space based systems such as Global Positioning System (GPS) travel through the ionosphere and plasmasphere their ray paths are perturbed due to the free electrons. Since the last decade these integrated measurements are used to map the ionosphere for navigational and scientific investigations. In November 2001 a polar plasma convection like ionospheric event has been recognised in vertical TEC maps produced with GPS data. This event on the one hand is shortly compared with the behaviour of the Interplanetary Magnetic Field (IMF) to which it may be related according to former publications. On the other hand the 3-dimensional tomography applying also GPS data is tested on its capability to reconstruct this ionospheric event in the European sector. The different mappings of the two monitoring methods are compared.

ZUSAMMENFASSUNG

Wenn L-Band-Radiowellen raumgestützter Navigationssysteme wie das Global Positioning System (GPS) die Ionosphäre oder Plasmasphäre durchlaufen, werden ihre Strahlwege durch die freien Elektronen verändert. Seit dem letzten Jahrzehnt verwendet man diese integrierten Messungen, um die Ionosphäre im Interesse der Navigation und der Wissenschaft abzubilden. Am Beispiel eines Ereignisses vom November 2001 wurde eine polare Plasmakonvektion in der Ionosphäre durch vertikale TEC –Karten (Total Electron Content), die ebenfalls mit Hilfe von GPS Daten erstellt werden, abgebildet. Einerseits wurde das Ereignis der Plasmakonvektion mit dem Verhalten des Interplanetaren Magnetischen Feldes (IMF) kurz verglichen und auf ihren Zusammenhang hin untersucht. Auf der anderen Seite wurde anhand dieses Ereignisses die Methode einer über den europäischen Raum aufgespannten auf GPS–Daten basierenden 3-dimensionalen Tomographie auf ihre Reproduzierbarkeit hin geprüft. Die zwei verschiedenen Methoden des Ionosphärenmonitorings werden verglichen.

INTRODUCTION

Since the ionosphere has an impact on GPS L-band radio waves (Global Positioning System) by its free electrons, increased knowledge on the ionospheric structure is of important interest for precise positioning. Especially during perturbed geomagnetic conditions when the ionosphere differs from its undisturbed state quasi real time data assimilation would be useful. At the other hand, these perturbations on the GPS signals are taken as scientific information to investigate ionospheric scenarios.

During the last decade GPS has become an interesting tool for ionospheric investigations. Hereby 1-dimensional profiling (*Schreiner et al., 1999, Jakowski et al., 2002*) allows to retrieve information on the vertical structure of the ionosphere. For this purpose, signals from GPS satellites orbiting the Earth at about 20,000 km are received during so-called occultations at LEO (Low Earth Orbiter) satellites at orbit altitudes lower than 800 km. A great advantage of this occultation technique lies in the global distribution of the retrieved profiles. Regarding the present amount of satellites profile coverage is still sparse although promising. 2-dimensional mapping of GPS data to vertical TEC (*Jakowski, 1995*) pose another application. Hereby, the

vertical integrated measurements of the electron content is mapped to the Earth's surface. This method is based on ground received data and allows a regional continuous monitoring of the ionosphere. Data gaps are combined with a model.

In November 2002 a plasma convection like event has been recognized in north polar TEC maps, which are produced by the DLR Neustrelitz. This will be discussed in this paper. Here a tongue of air with high electron density is convected from the sunward to the antisunward side over the polar cap. There it is spreading and seems to be transported back to the dayside at auroral latitudes.

The inversion of the integrated TEC values to 3-dimensional electron density patterns is a third possibility of monitoring the ionosphere with GPS data. This method is expected to be a tool for retrieving vertical and horizontal information that will be discussed in the following section. In this paper the algebraic iterative method MART is applied as inversion algorithm. A relatively well-distributed amount of GPS receivers of the IGS (International GPS Service), which are the input data for tomography is located over the European sector. Electron density reconstructions have been placed in this region. During the above mentioned plasma convection event the air of enhanced electron density is also reaching Europe and therefore this time interval has been chosen to test the tomographic program on its capability to reconstruct this process.

DATA AND METHODOLOGICAL ASPECTS

IGS holds nearly 300 GPS receivers worldwide. About 60 of them are located in the European sector. They are receiving 24 active GPS satellites that are orbiting the Earth at about 20,000 km height. As mentioned above the positioning signal is perturbed by free electrons in the ionosphere and plasmasphere. Since GPS transmits bifrequent signals the dispersive ionospheric influence on the measurements can be separated. The resulting TEC value is therefore available as integrated input for 3-dimensional ionospheric electron density distribution reconstruction.

The use of radio signals for ionospheric electron density imaging was first proposed by *Austen et al., (1988)*. In the first time mainly TEC data from the NNSS (Naval Navigation Satellite System) were taken for 2D reconstructions (e.g. *Pryse et al., 1995*). The idea to apply GPS data as input for ionospheric monitoring is based on the continuous and relatively low cost data achievement.

Since the amount of GPS data still does not correspond to the desired scientific resolutions of inversion results many research groups are faced with resolving underdetermined mathematic problems. Different methods are used in 3D monitoring using GPS data. Spherical harmonics (*Spencer et al., 2002*) are based on the application of defined base functions. This method is fast and can be applied globally but its results are relatively smooth. *Mitchell et al., (2001)* extended the data input by averaging over one hour and included also limb sounding data from LEO satellites. Abel transform found application (*Ruffini et al., 1998*) by monitoring the ionosphere for positioning correction aspects. This program works globally and the problem of underdetermination is reduced by relatively low resolution, which is sufficient for its purpose.

This paper deals with the iterative algebraic algorithm MART (*Schlüter et al., 2002*), which is voxel orientated. The sparse matrix is inverted ray by ray and does not pose problems for computational memory. The calculation starts from the tomographic equation:

$$TEC = \int_{ray} r dl ,$$

which is discretised and voxels of electron densities are corrected iteratively (k - iteration step number) according to the data:

$$\mathbf{r}_j^{k+1} = \mathbf{r}_j^k \cdot \left[\frac{TEC_i}{\sum_j l_{ij} \mathbf{r}_j^k} \right]^m \quad \text{with} \quad m = l \frac{l_{ij}}{\sum_j l_{ij}}$$

where \tilde{n} is the electron density of voxel j , l is the partial ray path of ray i in the voxels, TEC is the measured integrated value and λ is the relaxation parameter to reduce artefacts. The iteration is initialised by a combination of the IRI and Gallagher model (Bilitza, 1990; Gallagher et al., 2000). Results are therefore model dependent that is a weak point here.

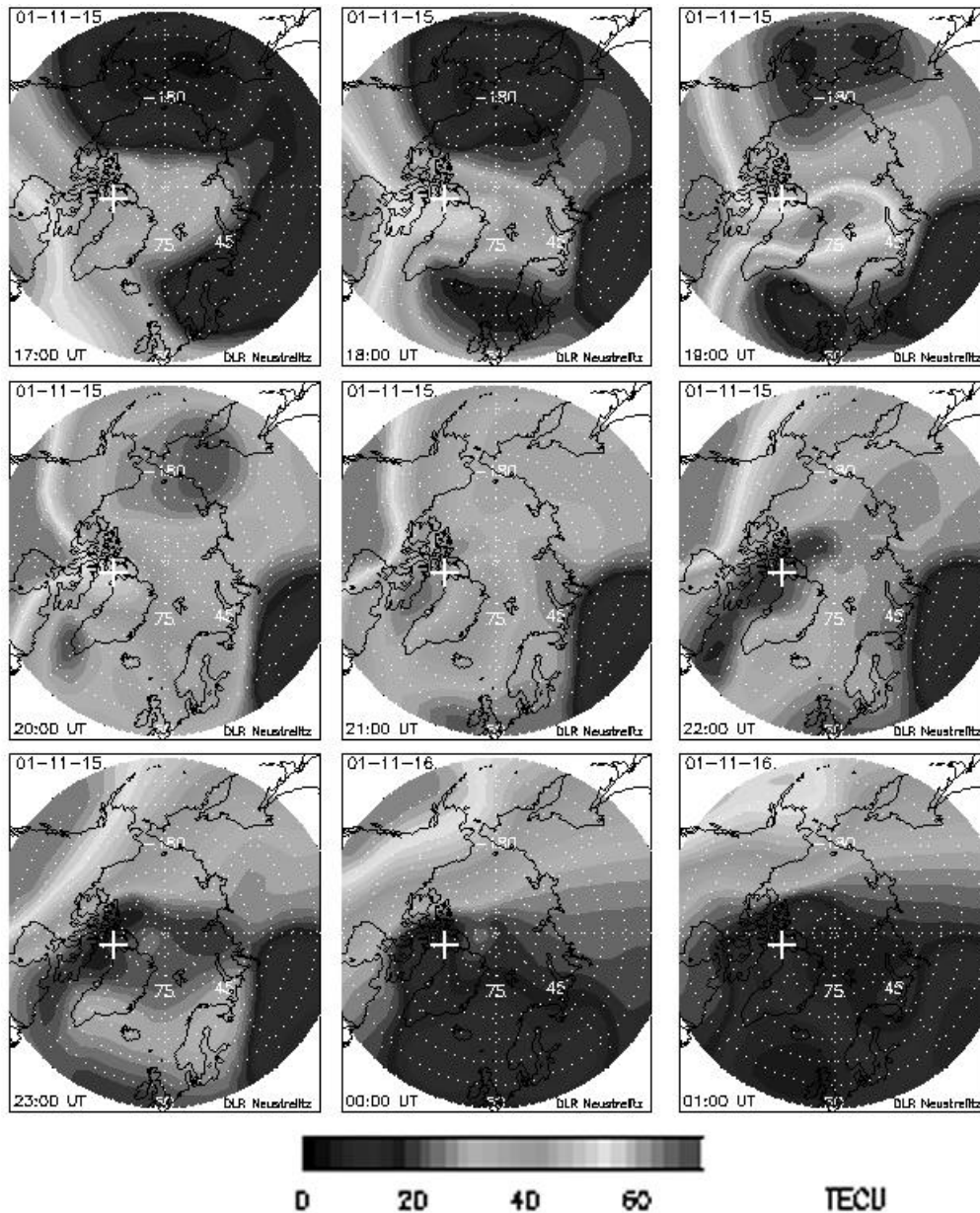


Fig 1: North Polar TEC maps from 15th of November, 2001, 17 UT to 16th of November, 2001, 01 UT

Since the GPS TEC readings include also the plasmasphere its portion has to be estimated and data are corrected by that before being used for ionospheric reconstruction. The extension of the

reconstruction area ranges from 32.5°N to 80°N in latitude, from -20°E to 40°E in longitude and from 80 -1000 km in height. The resolution of the model is 2.5° in latitude, 5° in longitude and 10 km in height.

PLASMA CONVECTION EVENT IN POLAR TEC MAPS

From November 15th, 2001, 17 UT and November 16th, 2001, 00 UT a polar plasma convection event has been observed in north polar vertical integrated TEC maps, which can be seen in Fig.1. At 17 UT of November 15th air of high electron density is convected antisunward. Between 18 and 19 UT the tongue continues to be transported to the night side. At 20 UT the pattern seems to spread and to form a two cell distribution while the plasma is convected back to the dayside at auroral latitudes. Antisunward convection might occur when the z-component of the IMF (interplanetary magnetic field) is southward directed, thus being negative. In this case, the IMF is oppositely directed to the geomagnetic field and their field lines can merge together and form geomagnetic open field lines out to the interplanetary space. Then, by so-called geomagnetic reconnection energy and momentum may be transferred across the magnetopause (*Dungey et al., 1961*) and reach near earth regions. For more detailed explanations see, e.g., *Kelley (1989)* or *Pröhl (2001)*. Via the equation:

$$E = -V \times B ,$$

where B is the magnetic field, which points here southwards, V is the solar wind (particles transmitted from the sun), so directed from the sun to the earth, an electric field E directed from dawn to dusk builds up. By the $E \times B$ drift the ionospheric geoplasma is transported antisunward.

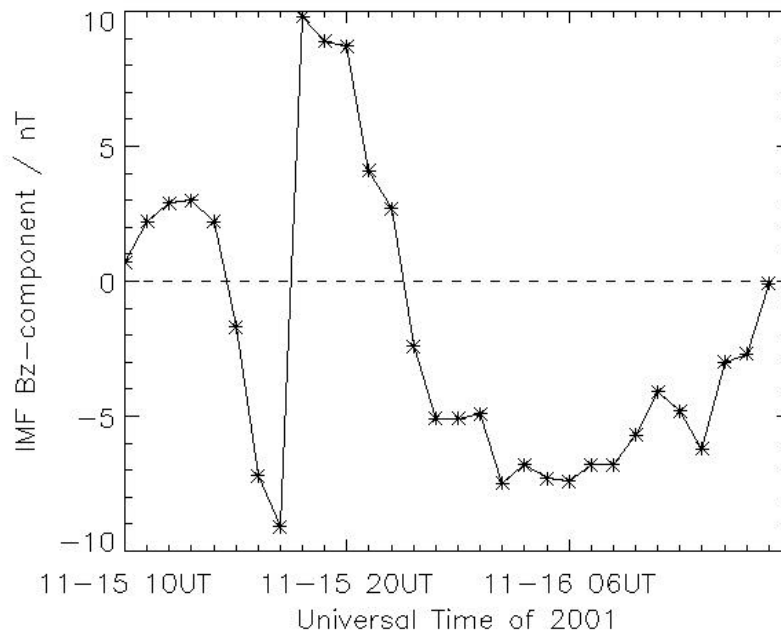


Fig 2: z-component of the Interplanetary Magnetic Field measured at the ace2 satellite at 15th of November, 2001 10 UT and 16th of November, 2001 15 UT

This process affects also F-layer regions where most of the ionospheric plasma is found. The plasma is often transported back to the dayside in lower auroral latitudes and forms a two-cell pattern. This effect may also be seen in the TEC maps at 20 UT. Nevertheless, many authors mention that the resulting convection pattern is strongly dominated by the y-component of the magnetic field. Localised perturbations, which cannot be ruled out (e.g. *Ruohoniemi and Greenwald, 2002*) may disturb the clear two-cell pattern. In fact, starting at 21 UT the plasma is

largely distributed over the polar cap and no more clearly two-cell pattern of classical southward IMF induced polar convection can be recognised.

In Fig.2 the real time IMF measurements of the z-component of the ace2 satellite is graphically shown. Here we can see that the IMF is directed southward until 17 UT with a high amplitude more than -9 nT. At this time the antisunward convection is recognised at the polar TEC maps. At 18 UT a sudden south-to-north turning at a similar high magnitude occurs. Thus, thenceforward the pattern found in the polar TEC maps cannot be reconnected with an southward IMF anymore because the ionospheric response time on IMF changes is between 6 and 8 minutes at nighttimes (*Khan and Cowley, 1999*), which has been confirmed in between the same range by other authors. Meanwhile after 18 UT a strong northward directed z-component of the IMF has been measured. According to several investigation it has been noted that by this IMF conditions a more complicated three- or four-cell pattern may be built up, which is described in detail by *Kelley (1989)*. Roughly speaking, here a convection to the dayside might be formed over the pole and two or one cell of plasma transport pattern are formed at each of the dawn and dusk side of the sunward plasma motion. Taking the satellite IMF data as correct, the strong reverse of the z-component of the IMF could create turbulences in plasma motion and may favour local perturbations to dominate.

Nevertheless, as seen in the further development of TEC in Fig.1, the high plasma anomaly spreads widely over the polar cap and is almost reconciled at 00 UT at 16th of November, 2001.

TOMOGRAPHIC CASE STUDY

As a tomographic case study the plasma convection event in November 2001 described above has been chosen. In the TEC maps a remarkable, relatively well located electron density perturbation over the European sector can be realised and therefore it is suitable for testing the tomography lying in this region.

Reconstruction results at selected times are shown in Fig.3. One can see an electron density enhancement arriving from the North towards midlatitudes at 20 UT. At 22 UT the positive anomaly is developing and spreading on the Northern part of Europe around 23 UT. It starts to decrease at midnight.

Taken the combined initialisation IRI/Gallagher model (*Schlüter et al., 2002*) as an indication of climatologic average in the respective month, the amplitude of deviation from the model mean can be understood as disturbed ionospheric behaviour. This will allow us a more detailed interpretation of the tomographic reconstruction in comparison with the TEC map monitoring.

The deviation plots are produced at 12.5° longitude and show the whole latitude range of the tomographic region. Since the 12° longitude circle crosses Iceland, Norway and Germany it lies in the centre of the calculated region and in the centre of the European perturbation during this time.

The plots start at 18 UT of the November 15th where a small positive anomaly of 2×10^{11} electrons/m³ can be recognised at polar and subpolar regions. This is in agreement with the TEC maps where the enhanced electron density arrive in Northern Europe at this time. It is thus of interest to see in Fig.4 that the perturbation arrives and disappears very quickly. While the model underestimates the electron content by about 2×10^{11} electrons/m³ at 18 UT, this is enhanced to 8×10^{11} electrons/m³ in the same regions just one hour later. This situation will last until 23 UT with its maximum of 12×10^{11} electrons/m³ deviation from the model at 22 UT. Compared to the

predicted values, this marks an electron density enhancement of about 50% to the modelled mean. As fast as the convected plasma arrived, so quickly it seems to pull back. The underestimation of the model of still 10×10^{11} electrons/m³ at 23 UT falls down to 4×10^{11} electrons/m³ at 0 UT of the following day and notes only 2×10^{11} electrons/m³ again at 01 UT.

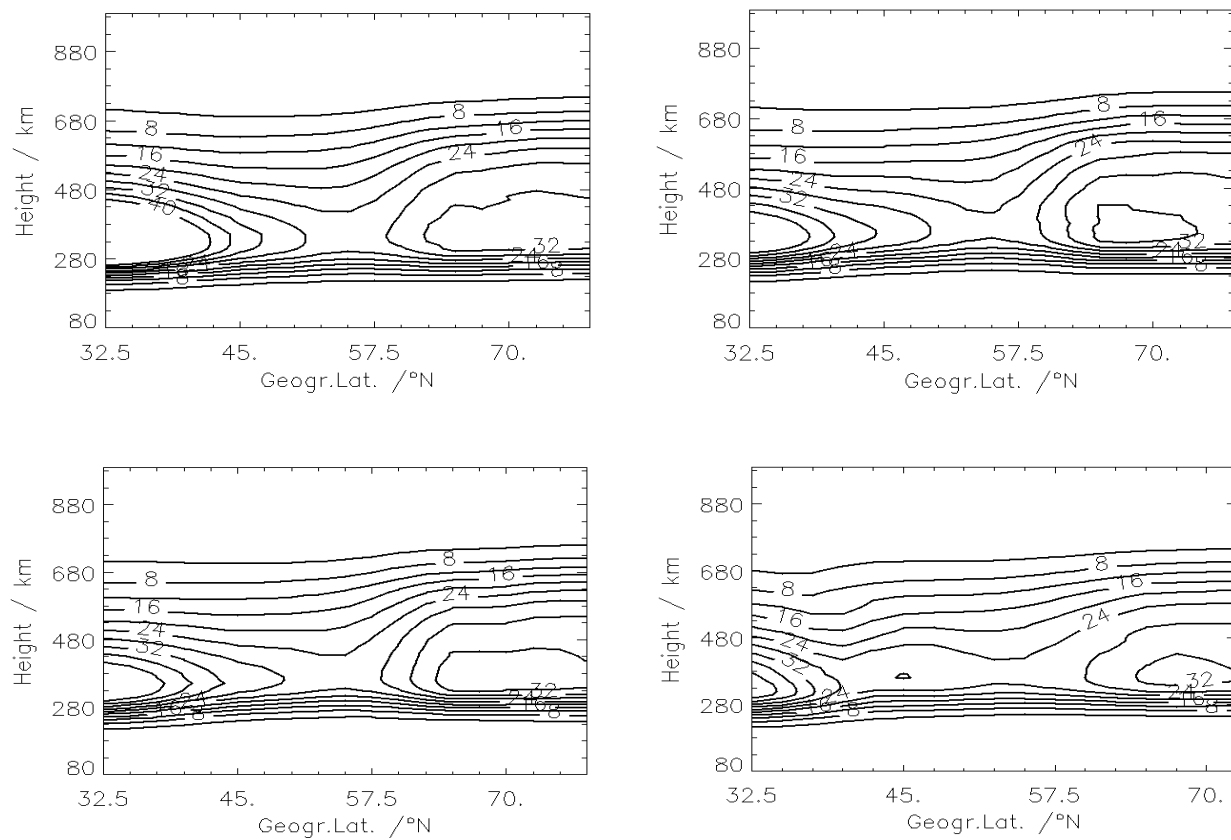


Fig.3: Tomographic electron density distributions at 12.5°E longitude on November 15, 2001 (a) 20 UT, (b) 22UT, (c) 23 UT and November 16, 2001 (d) 00 UT. Solid lines are marked in 10^{11} electrons/m³.

It can be noted that also in the TEC maps the anomaly arrives very quickly but has its clear European maximum with about 40 TECU at 20 UT. Just one hour later at 21 UT it is pulled northwards and values between 20 and 30 TECU are measured.

Regarding the local extension the same time differences are found. While the widest extension of high electron density mass down to about 40°N is found at 20 UT in the polar TEC maps the tomographic results represent a maximum at 22 UT with positive correction about 4×10^{11} electrons/m³ at these latitudes. At other, moderate perturbed times significant anomalies are going south to about 60°N in both presentations,. At 00 UT of the following day very less positive correction is seen in tomographic results and none anymore in the polar TEC maps.

Differences between the two methods of monitoring of the convection event can lie in the different method of data assimilation. Slant TEC is mapped to vertical TEC in the 2-dimensional TEC maps where the mapping function could produce errors especially in high gradient conditions around the GPS receiver. An advantage here is of course the wide range of observation over the whole polar cap and the relatively good data coverage compared to the 3-dimensional plotting where the height dimension imports additional grid points and the number

of unknowns rises. For 3D reconstruction due to this lack of data coverage a model is applied as initial condition for tomographic iteration, which leads the results to a strong model dependency. The lower the data coverage, the more the results are similar to the initial model. During several hours the data reception is changing in number and distribution and this may influence the results. In addition, the restricted area of observation only allows interpretations of medium scale ionospheric processes. The advantage of 3D reconstructions lies in the redistribution of the electrons of the integrated measurement on the real ray path and that there is no need for spherical symmetric assumption around the receiver.

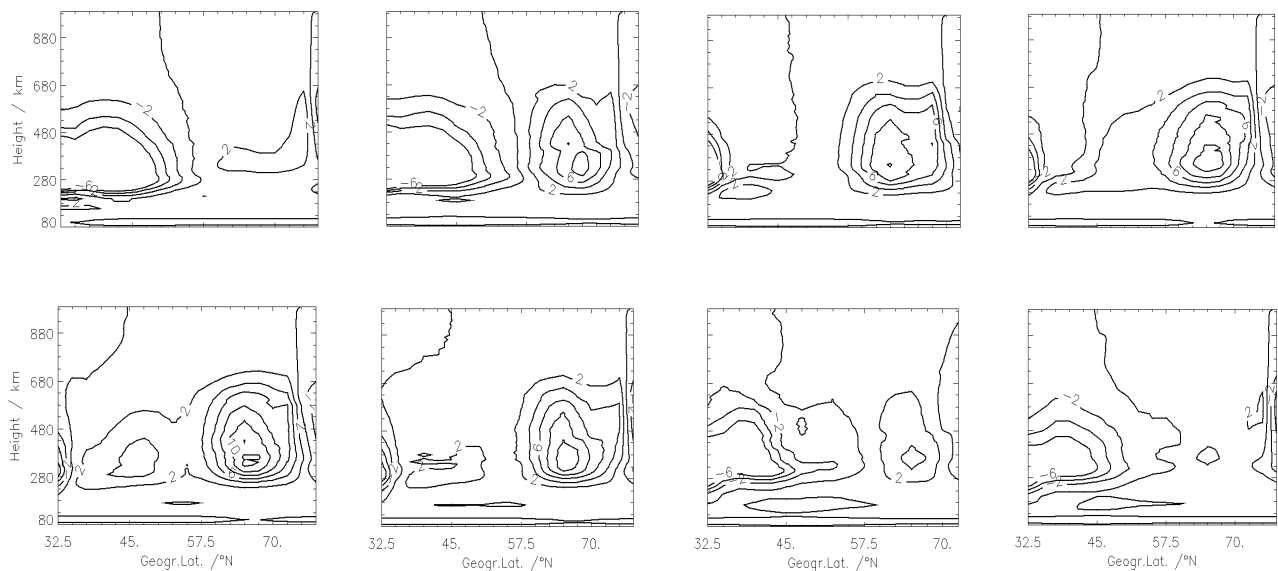


Fig. 4: Difference plots between tomography and initial model from November 15, 2001 18 UT (upper left panel) to November 16, 2001 01 UT (lower right panel). Time step between each figure is 1 h. Modelled electron densities have been subtracted from tomographic values. Solid lines are marked in 10^{11} electrons/m³. Longitude is 12.5°E

Fig.4 shows an inversion of the correcting trend to negative values above 75°N. It has to be mentioned that less GPS receivers are installed in polar regions than in the European midlatitudes, so less input data is available there. The constant correction can probably be referred to the known IRI-mismodelling of these regions.

In near equatorial regions a negative deviation to the model is recognised except for unusual enhanced electron densities (21–23 UT), which may be connected to a probable IRI overestimating in this regions, which are often seen during such studies, however, a detailed investigation of this effect is out of the scope of this paper.

CONCLUSION

In this paper a polar plasma convection event has been seen by north polar vertical TEC maps from the night of November 15th to November 16th, 2001. The behaviours of such ionospheric events may be connected to a southward z-component of the IMF. Since a strong south-north turning happened one hour after the onset of the convection, probably local perturbations dominate during the event.

This ionospheric scenario extending also in European regions is suitable for investigations of the reconstruction capability of the 3-dimensional monitoring. Herein a clear positive electron

density anomaly was seen arriving from northern latitudes and spreading over Europe. Compared to polar vertical TEC maps local extensions of the event are similar. The positive anomalies of electron density values reach down to 40° N during the time of maximum disturbance. The temporal development of the maximum anomaly arrives two hours later in the 3-dimensional monitoring than in the 2-dimensional TEC plots, even though the calculations do not indicate high perturbations in lower latitudes than 60°N.

We showed that 2-dimensional as well as 3-dimensional monitoring of TEC and the ionospheric electron density respectively can well reconstruct large scale ionospheric scenarios such as the presented polar plasma convection. The advantage of the 2-dimensional TEC maps lies in the wide region of mapping, which allows a very good regional overview on the event. The more dense data coverage in thanks to the 2-dimensional grid permits also results tending more toward reality than toward the therefore applied model.

Even if the extension of the event in 3-dimensional electron density mapping is shifted in time compared to the TEC maps the temporal evolution is as well reconstructed. In European regions it can be seen that the air mass of high electron density propagates very fast southwards in between 2 hours, lasts during about 3 hours and pulls back again highly fast in between 1 hour, the whole event happens during 7 hours approximately.

The tomographic reconstruction confirmed that the most important plasma motion is realised in altitudes of the F2-layer where the highest atmospheric ionisation level is found. Good insight into the interpretation of vertical distributions is expected when space based GPS data such as those from LEO satellites are integrated in the reconstruction. Until now it is difficult to capture occultations that lies completely in the reconstructing sector. An extension of the region e.g. over the north pole will help to accommodate this lack and could have the great advantage for better observation of the ionosphere especially in perturbed periods. However, data coverage is even worse in inhabited territories. Hereby occultation data would be useful at the present state even necessary.

ACKNOWLEDGEMENTS

This study is supported by DFG under grant No RA 569/5-1 and RA 569/5-2 and by INTAS under grant 911-1186. The CHAMP satellite is operated by GFZ Potsdam. Many thanks to the GPS processing group of the DLR Neustrelitz, to the IGS team for providing the GPS data and to the IAP Kühlungsborn for providing the Juliusruh ionosonde data.

REFERENCES

- Austen, J.R., Franke, S.J. and Lui, C.H., 1988, Ionospheric imaging using computerized tomography, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 199-202.
- Bilitza, D., International Reference Ionosphere, 1990. NSSDC/WDC-A-R&S 90-20, NASA, National Space Science Data Center, Greenbelt, Maryland.
- Dungey, J.W., Interplanetary magnetic fields and the auroral zones, 1961, *Physical Review Letters*, **6**, 47-48.
- Gallagher, D. and Craven, P.D., Global core plasma model., 2000, *J. Geophys. Res.*, **105**, A8, 18819-18833.
- Jakowski, N., TEC Monitoring by Using Satellite Positioning Systems, 1995, Modern Ionospheric Science, Eds. H. Kohl, R. Rüster, K. Schlegel, EGS, Katlenburg-Lindau, ProduServ GmbH Verlagsservice, Berlin, 371-390.

- Jakowski, N., A. Wehrenpfennig, S. Heise, Ch. Reigber, H. Lühr, L. Grunwald and T.K. Meehan, 2002, GPS radio occultation measurements of the ionosphere from CHAMP: early results, *Geophys. Res. Lett.*, **29**, 10.1029/2001GL014364.
- Kahn, H. and Cowley, S.W.H., Observations of the response time of high-latitude ionospheric convection to variations in the interplanetary magnetic field: a case study for January 14, 1988, 1999, *Annals of Geophysics* **17**, 1135-1306.
- Mitchell, C.N., Combining radio occultation measurements with other instruments to map the ionospheric electron concentration, 2001, First CHAMP Science Meeting, Potsdam.
- Kelley, M. C.; The Earth's Ionosphere 1989, ACADEMIC PRESS, INC.; San Diego, USA.
- Pryse, S.E. and Kersley, L.A., A preliminary test of ionospheric tomography., 1995, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **30**, 7/8, 89-103.
- Pröls, G.W., Physik des erdnahen Weltraums, 1995 Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Germany.
- Ruffini, G.; Flores, A.; Rius, A.; GPS tomography of the Ionospheric Electron content with a correlation functional, 1998 *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, **36**, No. 1.
- Ruohomieni, J.M., Shepherd, S.G., Greenwald, R.A., The response of the high latitude ionosphere to IMF variations, 2002, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **64**, 159-171.
- Schlüter, S.; Stolle, C.; Jakowski, N.; Jacobi, Ch.; Monitoring of 3-dimensional ionospheric electron density distributions based on GPS Measurements, 2002 *Proceedings of the First CHAMP Science Meeting*, Potsdam, in press.
- Schreiner, W.S., Sokolovsky, S.V., Rocken and Hunt, D.C., Analysis and validation of GPS/MET radio occultation data in the ionosphere, 1999, *Radio Sci.* **34**, 949-966.
- Spencer, P.S.J. and Mitchell, C.N.; Multi-Instrument Inversion Technique for Ionospheric Imaging, 2001, *Proceedings of International Beacon Satellite Meeting*, Boston.

Addresses of authors:

C. Stolle, Ch. Jacobi und A. Raabe:
Institut für Meteorologie,
Universität Leipzig,
Stephanstr. 3, 04103 Leipzig

S. Schlüter und N. Jakowski:
DLR Neustrelitz,
Institut für Kommunikation und Navigation,
Kalkhorstweg 53, 17235 Neustrelitz

Small September semidiurnal tidal amplitudes over Collm in 2002

Christoph Jacobi and Dierk Kürschner

Summary

The mesopause region monthly mean winds and semidiurnal tidal amplitudes and phases over Central Europe in the height range between 85-105 km have been measured at Collm Observatory continuously since September 1982. The regular annual cycle of the semidiurnal tidal amplitudes show in all cases maximum values during late August and September. In contrast to that, in autumn 2002 no enhancement of the tidal amplitudes was measured, while the autumn tidal phase transition occurred unusually early. The unexpected behaviour of the semidiurnal tides seems to be connected with a very early autumn transition of the zonal prevailing winds. This suggests that in 2002 the zonal mean winds influence the tidal propagation in a different way than usual.

Zusammenfassung

Die monatlich gemittelten Grundwinde und halbtägigen Gezeiten werden am Collm seit September 1982 im Höhenbereich zwischen 85-105 km gemessen. Der normale Jahresgang der halbtägigen Gezeiten zeigt maximale Amplituden im Winter und vor allem im Spätsommer/Herbst. Dieses Maximum ist im Jahre 2002 nicht zu verzeichnen. Dies ist begleitet von einer ungewöhnlich frühen Phasenänderung von der Sommer- zur Winterposition. Das Verhalten der Gezeiten scheint mit einer sehr frühen Änderung des zonalen Grundwindes vom Sommer- zum Winterregime verbunden zu sein, so dass die Anomalie der mittleren Zirkulation für die Gezeitenanomalie verantwortlich zu sein scheint.

Introduction

The seasonal behaviour of the semidiurnal tide in the mesosphere/lower thermosphere (MLT) region around 80-100 km has been measured using ground-based and space-based measurements (Manson et al., 1989; Lysenko et al., 1992; Burrage et al., 1995; Jacobi et al., 1999). Also, modelling of the seasonal variation has been performed using modified classical theory (Greisiger, 1975) and numerical models (Hagan et al. 1999; Manson et al, 1999). The authors concordantly report that the semidiurnal tidal amplitudes at higher midlatitudes (50-55°) are small in winter and late autumn, but larger in winter and above all in late August and September. The phase of the semidiurnal tide generally has different positions in winter and summer, with the latter around 95 km being about 2 hours earlier than the former. The vertical wavelength of the semidiurnal tide in winter is about 60 km, while it is much larger or even indefinite in summer. The transition from summer to winter phase generally occurs very regularly during the second half of October.

During September usually the mean summer mesospheric midlatitude easterly winds below 90 km change to the winter westerlies, resulting in comparatively low mesospheric winds during this month. On average, the MLT winds at higher midlatitudes are still eastward and increasing with height (e.g. Portnyagin and Solovjova, 2000), which is typical for summer, but with smaller absolute values, and especially in the mesosphere rapidly changing to westerly winds, i.e. to winter conditions.

At Collm Observatory mean winds and semidiurnal tides near 95 km have been measured since 4 decades. Vertical profiles of those parameters in the height range 85-105 km are avail-

able since September 1982, so that a 21-year dataset is available. Here we focus on the unusual behaviour of the semidiurnal tides in September 2002.

Measurements at Collm

At Collm Observatory, LF (low frequency) radio wind measurements are carried out on 177, 225, and 270 kHz with differing measuring paths, applying the spaced antenna method and the similar-fade method for analysis. The LF measurements use the reflected sky wave at oblique incidence from commercial amplitude modulated radio transmitters with reflection levels in the MLT between 85 to 105 km and the centre of the triangle of the three reflection points at 52°N and 15°E. The individual measurements on each frequency are combined to half-hourly means, each representing an average over 30 – 60 data points depending on local time and LF propagation and reflection conditions.

The reference heights are obtained using the amplitude modulation in the frequency range near 1.8 kHz by measuring the travel time differences between corresponding modulation bursts in the sky wave and in the ground wave. Because of the intensive absorption of the sky waves during daytime the measurements in the summer months are restricted to nighttimes and twilight conditions.

The obtained half-hour means of the measured zonal and meridional wind components and the reference height are analysed using a multiple regression analysis with height-dependent coefficients. The measurements have been described by Kürschner (1975, 1991) and Kürschner and Schminder (1980), while data analysis procedures have been described by Kürschner and Schminder (1986), Kürschner (1991), and Jacobi et al. (1997). The method of height determination was described by Kürschner (1981) and Kürschner et al. (1987). Monthly reports of the wind measurements are available on the internet under <http://www.uni-leipzig.de/~jacobi/collm/reports>.

Results for September 2002

Figure 1 shows time series of the semidiurnal tidal phases and amplitudes, together with the meridional and zonal mean wind during summer and autumn 2000, 2001, and 2002. The daily data has been calculated using regression analyses with quadratically height-dependent coefficients that include the mean winds and the oscillations with periods 12h, 48h, 10d and 30d. Each analysis was performed on a basis of 25 days and the result was attributed to the centre of the time interval. It has therefore to be taken into account that this analysis includes a strong smoothing. However, the determination of the time of autumn tidal phase transition is not affected. The results are shown for an altitude of 93 km, which is the height of maximum measuring density during September 2002.

It can be seen from Figure 1 that the semidiurnal amplitudes and phases in early summer 2002 do not strongly differ from those during other years. However, the increase in semidiurnal tidal amplitude that is regularly starting in early August is not visible in the curve for 2002. The tidal amplitudes remain near 10 m/s during the whole August and part of September, while during the second half of September, when during other years a strong maximum is found, even a tendency towards a minimum is visible.

The unusual behaviour of the tidal amplitudes in 2002 is accompanied by a very early change of the tidal phases from their summer value (about 6 UT near 93 km) to the winter value (about 9 LT near 93 km). In all years, this change is starting in a narrow time interval in the

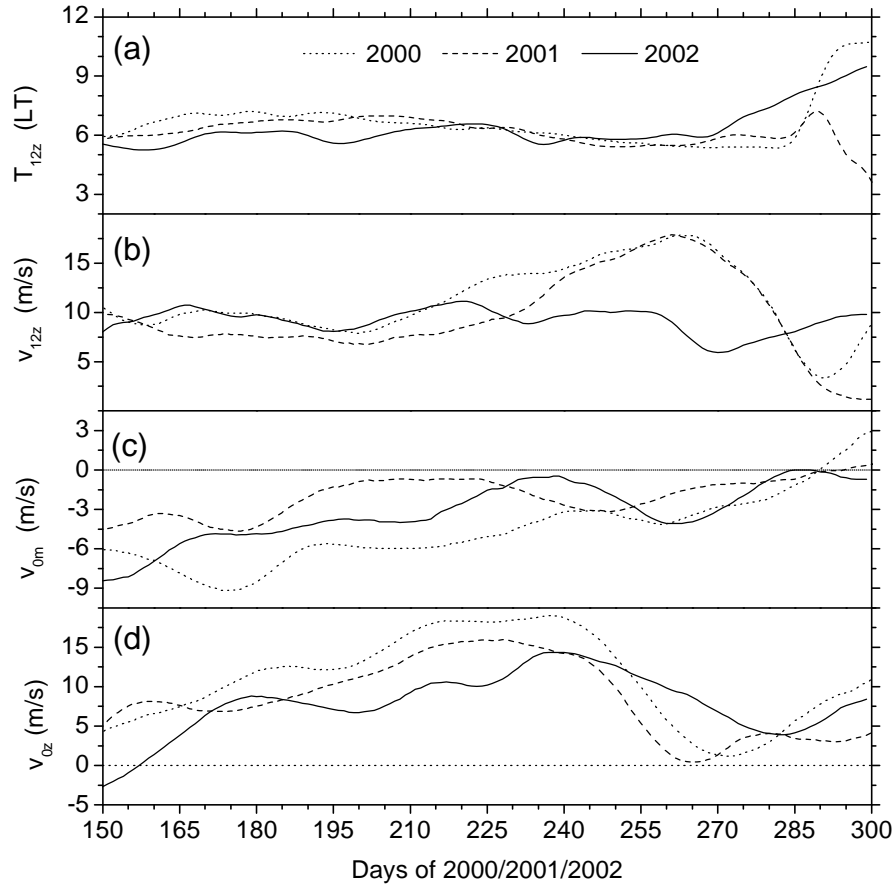


Figure 1: Time series of (a) semidiurnal tidal phases T_{12z} , defined as the time of eastward wind maximum, (b) semidiurnal tidal amplitudes (v_{12z}), (c) meridional prevailing winds (v_{0m}) and (d) zonal prevailing winds (v_{0z}) at 93 km over Collm in summer and autumn 2000, 2001, and 2002.

second half of October, in the course of which this transition may occur in different ways: either it consists of a sharp phase jump (as in 2000), or of a more moderate progression or also regression of the phase is found (as in 2001). In 2000 and 2001 the phase transition did not start before mid October. In contrast to that, the phase transition in 2002 starts about two weeks earlier.

The meridional mean winds at 93 km in 2002 does not show an unusual behaviour, while the zonal mean winds are different from those during other years in that the autumn decrease of the westerly wind (which, on shorter time scales also includes easterly winds during a short time interval) is not seen in September 2002.

The monthly mean profiles of the semidiurnal tidal phases and amplitudes and the prevailing winds are shown in Figure 2, together with the mean values calculated from all the September data gathered during 1983 – 2002. To determine whether or not the 2002 profiles are outside the range of previously measured winds, the maximum and minimum values between 1982 and 2001 at 95 km are also shown, together with the 1- σ variation during that time interval. It can be seen that both the tidal amplitudes and phases are outside the range of previously measured values. Comparison with literature results (Lysenko et al., 1992; Manson et al., 1999) also show that none of the tidal amplitudes presented are as small as those measured at Collm in 2002. The prevailing winds fall in the range of previously measured wind values,

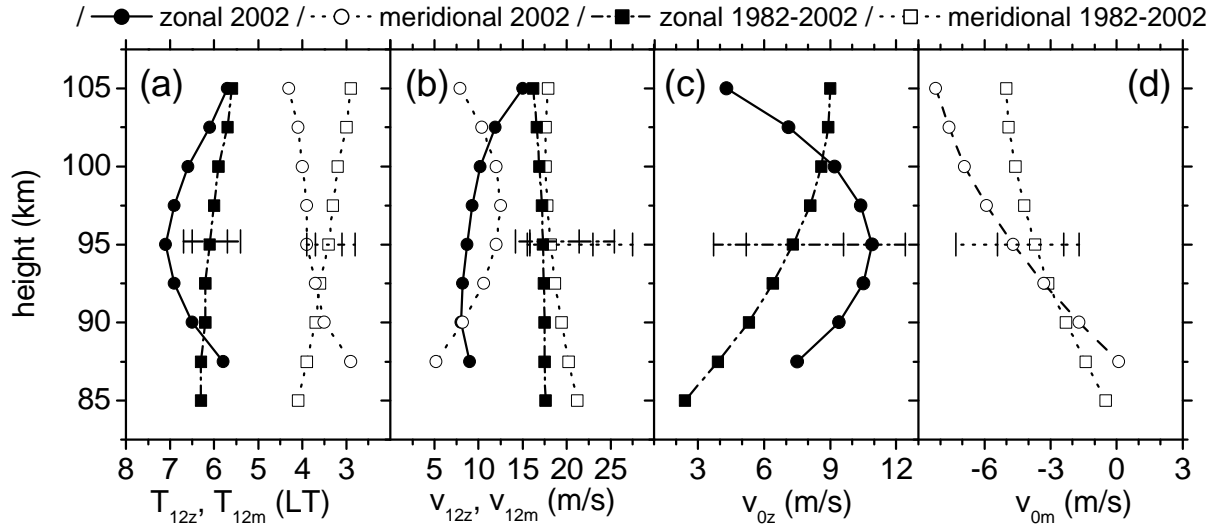


Figure 2: September 2002 mean profiles of (a) semidiurnal phases (b) semidiurnal tidal amplitudes (c) zonal prevailing winds and (d) meridional prevailing winds over Collm. The circles show the 2002 values, while squares denote the climatological 20-year mean values calculated from all September data between 1982 and 2002. The horizontal bars show the maximum/minimum values (outer vertical bars) recorded between 1982 and 2001, and the $1\text{-}\sigma$ variation (inner vertical bars) during that time interval.

but there is an indication that the zonal prevailing winds are more winter-like because they show in the lower height range considered here stronger westerlies than usual, while above 100 km the decrease of westerlies seems to be somewhat stronger. This is an indication for an unusual early transition from summer to winter conditions, i.e. westerlies in the mesosphere and a reversal to easterlies above that layer.

Such an unexpected behaviour would be connected with comparatively strong westerly zonal prevailing winds, as is visible in Figure 2. Therefore one may assume that there could be a connection between zonal prevailing wind and semidiurnal tidal amplitude. In Figure 3 a scatter plot is shown that depicts the zonal prevailing wind at 93 km vs. the semidiurnal amplitudes. It can be seen that there is a tendency towards larger tidal amplitudes with weaker westerlies. Clearly, this connection, if there is any, is not linear (the correlation coefficients are given in the figure also) and not very strong. However, the tendency as visible in Figure 3 indicates that during those years when the prevailing wind changes earlier to winter conditions (and is therefore already stronger towards the east) the tidal amplitudes are weaker. This indicates that the zonal mean circulation may be responsible for the unusual semidiurnal wave propagation and thus their unexpected amplitudes during September 2002. Weak amplitudes are a regular phenomenon for October, when the prevailing winds are regularly westerly.

Conclusions

At Collm, in September 2002 extremely small semidiurnal tidal amplitudes have been measured. The September mean tides are smaller as those measured at Collm in any year of observation since 1982. The amplitudes are also smaller as those presented by other authors (Lysenko et al., 1992; Mason et al., 1999) for different years or different periods. The small

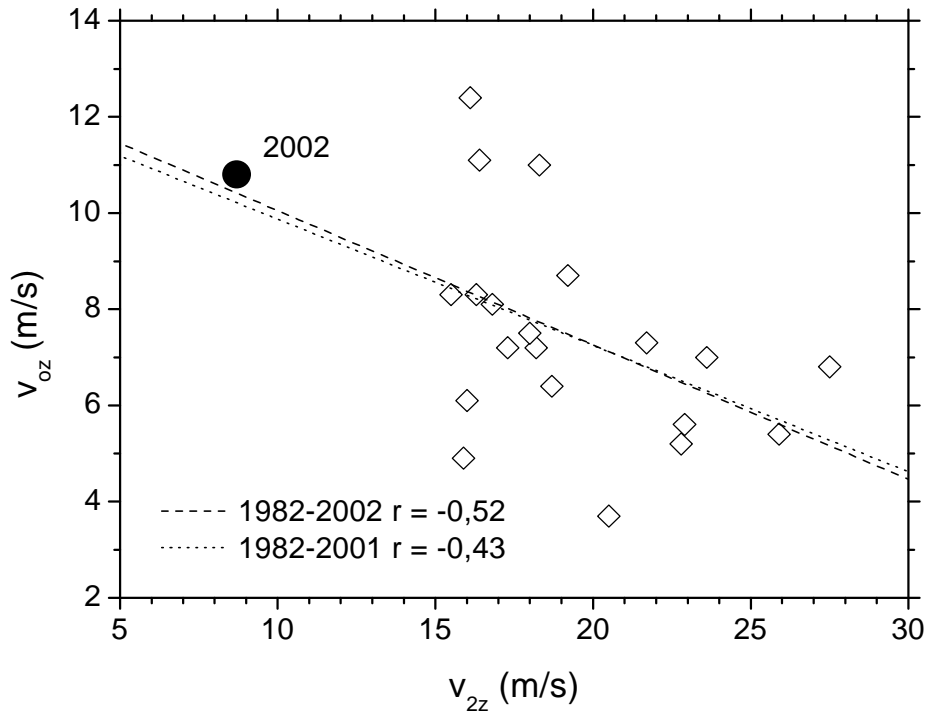


Figure 3: Scatterplot showing monthly mean September zonal prevailing winds vs. zonal semidiurnal amplitudes at 93 km. The value for 2002 is highlighted. Linear fits are calculated both and disregarding the 2002 data point.

tidal amplitudes have been accompanied by an unusual early change of the tidal phase from its summer to winter position.

Regarding the mean zonal wind profiles there is some indication that the summer mean circulation in the mesosphere has been shifted to mean winter conditions earlier than during other years, so that it is conceivable that the September tides have been modified by an unexpected behaviour of the mean circulation. This assumption is supported by an analysis of 21 years of September winds and tidal amplitudes. The results indicate that it may be a regular feature that stronger westerlies (i.e. winter conditions) are connected with weaker amplitudes.

Generally, in this connection it is of interest to what degree the mesospheric jets have shown an unexpected behaviour in autumn 2002. The specific situation in the mesosphere, however, cannot be shown by the MLT measurements at Collm. It may, however, be concluded that the seasonal cycle of tidal winds in the MLT is more variable than hitherto assumed.

References

- Burrage, M. D., D. L. Wu, W. R. Skinner, D. A. Ortland, and P. B. Hays, 1995: Latitude and seasonal dependence of the semidiurnal tide observed by the High-Resolution Doppler Imager. *J. Geophys. Res.* **100**, 11313-11321.
- Greisiger, K.M., 1975: Experimentelle und theoretische Untersuchungen des halbtägigen Gezeitenwindes als Beitrag zur Dynamik und Struktur der Mesosphäre. *Z. Meteorol.* **25**, 205-212.
- Hagan, M. E., M. D. Burrage, J. M. Forbes, J. Hackney, W. J. Randel, and X. Zhang, 1999: GSWM-98: Results for migrating solar tides, *J. Geophys. Res.* **104**, 6813-6828.

- Jacobi, Ch., R. Schminder, and D. Kürschner, 1997: Measurements of mesopause region winds over Central Europe from 1983 through 1995 at Collm, Germany. *Contrib. Atmos. Phys.* **70**, 189-200.
- Jacobi, Ch., Yu.I. Portnyagin, T.V. Solovjova, P. Hoffmann, W. Singer, A.N. Fahrutdinova, R.A. Ishmuratov, A.G. Beard, N.J. Mitchell, H.G. Muller, R. Schminder, D. Kürschner, A.H. Manson and C.E. Meek, 1999: Climatology of the semidiurnal tide at 52°N-56°N from ground-based radar wind measurements 1985-1995. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **61**, 975-991.
- Kürschner, D., 1975: Konzeption und Realisierung eines vollautomatischen Registriersystems zur Durchführung von nach der D1-Methode angelegten Routinebeobachtungen ionosphärischer Driftparameter am Observatorium Collm. *Z. Meteorol.* **25**, 218-221.
- Kürschner, D., 1981: Methodical aspects and new test for determining the reflection height of sky waves in the long-wave range at oblique incidence using amplitude-modulated long-wave transmitters. *Gerl. Beitr. Geophys.* **90**, 285-294.
- Kürschner, D., 1991: Ein Beitrag zur statistischen Analyse hochatmosphärischer Winddaten aus bodengebundenen Messungen. *Z. Meteorol.* **41**, 262-266.
- Kürschner, D., and R. Schminder, 1980: Fortschritte bei der Algorithmierung und Standardisierung der automatischen Auswertung von Ionosphärendriftmessungen im Langwellenbereich und ihr Bedeutung für den Aufbau von Meßnetzen zur synoptischen Analyse hochatmosphärischer Windfelder. *Geophys. Veröff. Univ. Leipzig* **2**, 219-227.
- Kürschner, D., and R. Schminder, 1986: High-atmosphere wind profiles for altitudes between 90 and 110 km obtained from D1 FL wind measurements over Central Europe in 1983/1984. *J. Atmos. Terr. Phys.* **48**, 447-453.
- Kürschner, D., R. Schminder, W. Singer, and J. Bremer, 1987: Ein neues Verfahren zur Realisierung absoluter Reflexionshöhenmessungen an Raumwellen amplitudenmodulierter Rundfunksender bei Schrägeinfall im Langwellenbereich als Hilfsmittel zur Ableitung von Windprofilen in der oberen Mesopausenregion. *Z. Meteorol.* **37**, 322-332.
- Lysenko, I.A., N.A. Makarov, Yu.I. Portnyagin, B.L. Kashcheyev, V.V. Lizogub, V.V. Sidorov, and A.N. Fahrutdinova, 1992: Seasonal and latitudinal variations of the lower thermosphere tidal winds from meteor radar measurements in the U.S.S.R. *J. Atmos. Terr. Phys.* **54**, 915-926.
- Manson, A.H., C.E. Meek, H. Teitelbaum, F. Vial, R. Schminder, D. Kürschner, M.J. Smith, G.J. Fraser, and R.R. Clark, 1989: Climatologies of semi-diurnal and diurnal tides in the middle atmosphere (70-110 km) at middle latitudes (40-55°). *J. Atmos. Terr. Phys.* **51**, 579-593.
- Manson, A. C. Meek, M. Hagan, C. Hall, W. Hocking, J. MacDougall, S. Franke, D. Riggin, D. Fritts, R. Vincent, and M. Burrage, 1999: Seasonal variations of the semi-diurnal and diurnal tides in the MLT: multi-year MF radar observations from 2 to 70°N, and the GSWM tidal model. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **61**, 809-828.
- Portnyagin, Y.I., and T.V. Solovjova, 2000: Global empirical wind model for the upper mesosphere/lower thermosphere. I. Prevailing wind. *Ann. Geophysicae* **18**, 300-315.

Addresses of Authors

Christoph Jacobi, Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig, jacobi@uni-leipzig.de

Dierk Kürschner, Institut für Geophysik und Geologie, Observatorium Collm, 04779 Wermsdorf, kuersch@uni-leipzig.de

Long-term behaviour of E-region nighttime LF reflection heights – long-term trend, solar cycle, and the QBO

Dierk Kürschner and Christoph Jacobi

Summary

The nighttime reflection height of low-frequency (LF) radio waves at oblique incidence is measured at Collm Observatory using 1.8 kHz sideband phase comparisons between the sky wave and the ground wave of a commercial 177 kHz LF transmitter. The measurements have been carried out continuously since September 1982, now allowing the analysis of trends and regular variations of the reflection height. In the time series is found a) a long-term negative trend and b) a solar cycle dependence, both confirming earlier measurements and theoretical estimations. Moreover, a significant oscillation of quasi-biennial period is visible in LF reflection heights, indicating a reaction of the midlatitude mesosphere/lower thermosphere region on the equatorial quasi-biennial oscillation.

Zusammenfassung

Am Observatorium Collm der Universität Leipzig werden die nächtlichen Reflexionshöhen von Langwellen auf 177 kHz unter Verwendung von Seitenbandinformationen in einem kleinen Bereich um 1.8 kHz gemessen. Die Messungen werden seit September 1982 durchgeführt und erlauben nunmehr Analysen von Langzeittrends und regulären Variationen der unteren Ionosphäre. Bei der Untersuchung der Zeitreihen fallen die folgenden Zusammenhänge auf: a) es existiert ein negativer Trend, welcher mit der Abkühlung der Stratosphäre in Zusammenhang steht, b) die Reflexionshöhe weist eine Modulation mit dem 11-Jährigen Sonnenfleckenzyklus auf und c) es ist eine deutliche quasi-zweijährige Schwingung sichtbar, die auf eine Kopplung der Mesosphäre und unteren Thermosphäre mit der äquatorialen Stratosphäre hinweist.

Introduction

It has been known for a long time that the middle atmosphere may serve as an indicator for climate variability. The connection between the lower and middle/upper atmosphere, besides chemical transport, is mainly performed through wave propagation and subsequent wave-mean flow interaction in the stratosphere and mesosphere. Owing to the low density of the upper middle atmosphere, the reaction and amplitude of trends may be very large compared to the original tropospheric signal. The same is the case for the middle atmosphere reaction on climate gas changes. It has been shown that in general the increase of greenhouse gases results in a cooling of the stratosphere (Ramaswamy et al., 2001) and mesosphere (Berger and Dameris, 1993; Akmaev and Formichev, 2000), although the trends in part of the mesopause region seems to be different from that, or obviously not existing (Lübken, 2000).

Among others, Berger and Dameris (1993), Akmaev and Formichev (2000), and Bremer and Berger (2002) have performed numerical model experiments of the middle atmosphere reaction on greenhouse gas changes. The results clearly show the cooling of the stratosphere/mesosphere. Considering the upper mesosphere/lower thermosphere (MLT) region, this leads to a descent of layers of constant pressure. This can be monitored using radio wave reflection heights, which are connected with altitudes of constant electron density that in turn are controlled by the pressure profile (Von Cossart and Taubenheim, 1990). Recently, Bremer

and Berger (2002) successfully modelled this decrease and compared this to the measurement results.

It is known that the equatorial quasi-biennial oscillation (QBO) influences the winter mid- and high-latitude middle atmosphere as well (Holton and Tan, 1980), so that during QBO west phases the stratospheric vortex is deeper and colder than during QBO east phases. Labitzke (1987) showed that this dependence is modulated by the 11-year solar cycle. The QBO signal was also proven in Antarctic ozone depletion (Lait et al., 1989).

The influence of the QBO on the MLT region, however, is less clear. Jarvis (1997) found a QBO modulation of the semidiurnal tide expressed in ground geomagnetic variations. Sprenger et al. (1975) observed a quasi-biennial oscillation in annual mean MLT winds, but with significantly shorter period than the equatorial QBO. Jacobi et al. (1996), analysing Collm Central Europe MLT winds found that only the winter zonal prevailing winds are stronger during QBO west phase. This result is in accordance with the stratospheric behaviour described by Holton and Tan (1980). However, MLT wind measurements over Saskatoon, Canada, although revealing some biennial or quasi-biennial periodicity (Namboothiri et al., 1994), did not show a clear correspondence with the equatorial QBO, while a QBO effect on the mesospheric circulation over Japan (Namboothiri et al., 1999) basically affected the duration of the summer circulation. To conclude, the results on the QBO effect on the MLT region still appears to be inconclusive to a certain degree.

To investigate the long-term variability of the MLT region, we analysed nighttime low-frequency (LF) radio wave absolute reflection heights measured at Collm, Germany. When interpreting these data, however, it has to be taken into account that these height variations show the mixed signals of different processes. Firstly, a cooler mesosphere, which may be caused by both progressive cooling and periodic changes like a QBO, leads to a shrinking of the mesosphere and in the following to a decrease of constant pressure heights, which can broadly be attributed to layers of constant electron density in the lower ionospheric E-region. This means, the LF height variation is a measure for the integrated mesospheric temperature variation if a constant effective recombination coefficient is assumed. Secondly, increasing ionospheric electron content in the course of the solar cycle, for instance, causes that levels of constant electron density are found at lower heights. Since LF reflection heights broadly represent altitudes of fixed electron density, they necessarily need to decrease during solar maximum. However, it is known that the stratosphere and mesosphere exhibit a signal of the 11-year solar cycle (e.g., van Loon and Labitzke, 1990; Keckhut et al., 1995). This means, on time scales of solar variability using LF heights we cannot distinguish between the more direct solar effect through E-region ionisation, and a possible atmospheric response.

Description of the LF measurements and data analysis

Low frequency 177kHz radio waves from the Zehlendorf (near Berlin) commercial radio transmitter are registered at Collm Observatory east of Leipzig, Germany (distance to transmitter: 170 km). The virtual reflection heights h' are estimated using measured travel time differences between the ground wave and the reflected sky wave by means of phase comparisons on sporadic oscillation bursts in a small modulation frequency range around 1.8 kHz of the amplitude modulated LF radio wave (Kürschner et al., 1987). The reflection height measurements have started in September 1982 and, as well as wind measurements (e.g., Jacobi et al., 1997), are carried out continuously since then. Generally, the height measurements are used to support the LF wind measurements in connection with calculating vertical wind profiles. For this purpose, above 95 km a factor regarding h' is applied to

correct the effect of group retardation in the ionosphere. However, because we are not primarily interested in exact quantitative analysis here, the original virtual heights are used. For most part of the measurements, the retardation effect is small, as has been found from wave field calculations.

During daylight hours, particularly in the summer months height measurements are not possible due to the strong D-region absorption then. Therefore, and because the radio wave reflection height exhibits a strong diurnal variation, it is disadvantageous to simply average over all measured height values of one day to derive daily mean heights. Therefore, a multiple regression analysis was applied to detect the nighttime mean height and a semidiurnal variation. These data have been compared with *average nighttime mean* h' , showing fundamental differences neither in the seasonal nor in the long-term behaviour. Each regression analysis was applied to 15 days of half-hourly mean h' values, and the resulting mean nighttime height was attributed to the centre of the respective time window. The window then was shifted by one day, and the procedure was repeated.

The h' data presented here differ from the phase-height measurements presented by Von Cosart and Taubenheim (1990) or Bremer and Berger (2002) in such a way, that we basically measure quasi continuously during the whole night the absolute reflection heights at the lower boundary of E-region above 90 km, while the indirect phase-height measurements are taken once a day and refer to heights in the D-region around 82 km to a constant zenith angle. Their transmitter distance was much longer (500-1500 km) and from the interference pattern of the recorded field strength of one transmitter it is only possible to derive relative changes of heights. Using two similar measuring paths, the ambiguity can be solved and absolute reflection heights are derived.

Results

In Figure 1 the 19-year averages of the 15-day mean reflection heights are shown in the left panel. The figure mainly shows the seasonal variation of h' . In the right panel annual mean reflection heights from 1983 to 2001 are displayed. The amplitude of the "error bars" here is mainly determined by the seasonal cycle of the reflection height. It can be seen from the figure that there is a sort of decadal variability in the long-term time series, with particularly high h' values during solar minimum. This can easily be explained by the effect of varying ionisation between solar minimum and maximum.

In addition to the solar cycle dependence, an overall decrease of h' during the period of observation is visible. This is in correspondence with results from other LF measurements presented by Taubenheim et al. (1990) and Bremer and Berger (2002) and can be explained by a progressive cooling of the mesosphere, which leads to a decrease of fixed pressure heights. However, the negative trend visible in the regression line in Figure 1 amounts to $90 \pm 40 \text{ m/yr}$ and is stronger than that one reported by other authors. This is probably partly due to (a) the limited length of the time series (19 years) available and (b) the different mean reflection heights. However, a multiple regression analysis (MRA) including the solar cycle and simultaneously a possible trend reveals the same value of annual height decrease. It may also be possible that there is an influence of a stepwise decrease in middle atmosphere temperatures due to volcanic influence. Volcanic eruptions lead to an increase of stratospheric temperatures (e.g. Angell, 1993). Superposition of this effect with a continuous cooling leads to stepwise changes in the middle atmosphere temperatures. Inspection of the stratospheric temperatures presented, e.g., by Pawson et al. (1998, their Figure 1), show that the El Chichon eruption

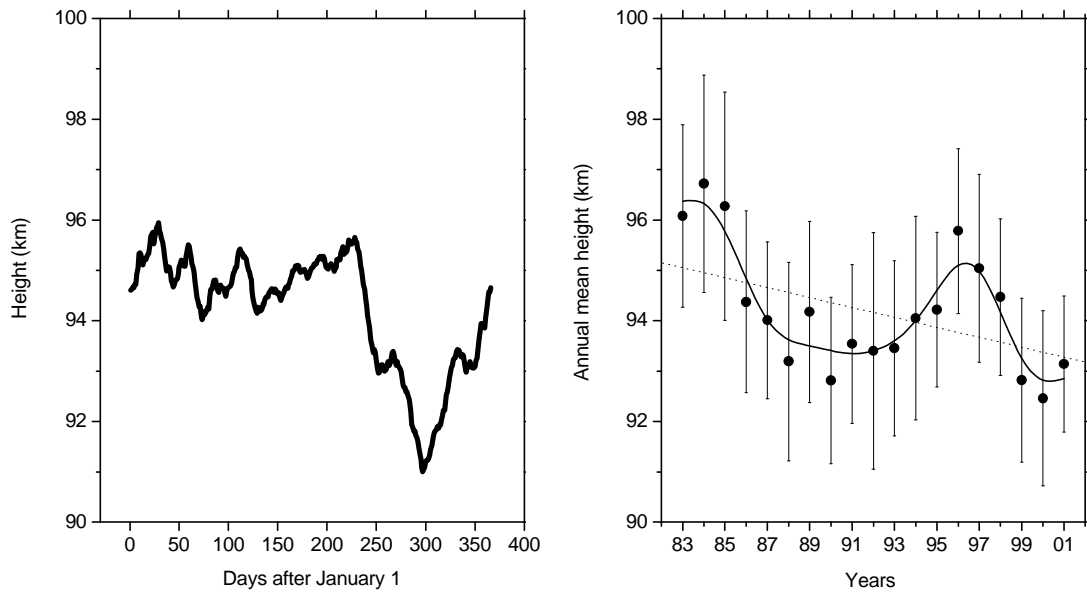


Figure 1: *Left panel: 15-day mean reflection heights 1/1983 – 12/2001, and 19-year averages (black line). Right panel: Annual mean reflection heights 1983 – 2001. The amplitude of the “error bars” is mainly determined by the seasonal cycle of the reflection height. The solid line shows smoothed annual mean values.*

leads to a warming in the early 1980s, which may be connected with the higher h'_{E} in the first years of observations at Collm.

To show variations in the period range of several months to years, we applied transverse band-pass filters of order 2 – 6, depending on the problem. To give an impression of the filter characteristics, the transfer function of different filters is shown in Figure 2. Low pass (LP), high pass (HP) and combined BP (band pass) filters for 2nd (2), 4th (4) and 6th (6) order as examples for the used filter technique are shown for a resonant period of one year. LP (2) for an 11-year period is also added. From a power spectrum of the original time series (hatched columns in Figure 3) one may see that the main peaks are found for the semiannual and annual variation, a 2.2 year quasi-biennial peak, a 0.83 year peak, and the 11-year cycle. Band-pass filtering of the time series for these periods, and reconstruction of the time series delivers a spectrum that is reasonable close to the original spectrum (thick line in Figure 3), so that we may conclude that the filter technique provides a tool for investigating variations in the respective period ranges.

Results for the filtered time series are shown in Figure 4. The upper two panels show semiannual and annual oscillations. The time series exhibit modulation of their amplitudes. The quasi-biennial oscillation is shown in the middle panel. In this panel we also show results of a MRA including the QBO with simultaneous respect to the annual and semiannual period, applied to 3-year segments shifted by 30 days. It can be seen that both filter and regression techniques give similar results. The 4th panel presents the decadal variability. Here in particular the solar variability is visible. The amplitude amounts to 1 km, which is large compared to the results of other authors (Entzian, 1967, von Cossart and Taubenheim, 1987). One of the reasons may be the influence of the stepwise h'_{E} decrease in the 1980s that will be misinterpreted as a solar modulation. Beyond that we have to take into consideration the differences of compositions of D-region and E-region and the different responses to solar variability. The low-

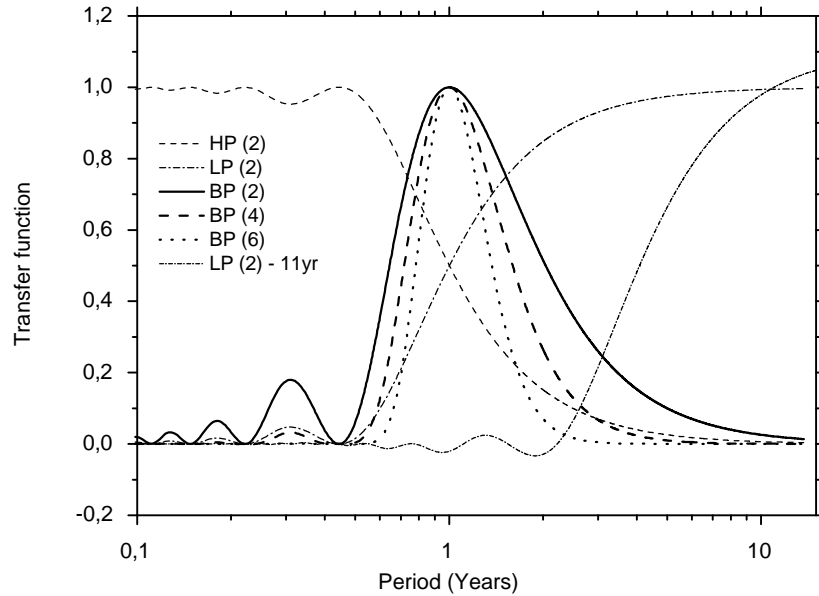


Figure 2: Transverse filters LP (low pass), HP (high pass) and combined BP (band pass) for 2nd, 4th and 6th order (2), (4), (6) as examples for the used filter technique. Resonant period chosen is one year here. LP (2) for 11-year period is also added.

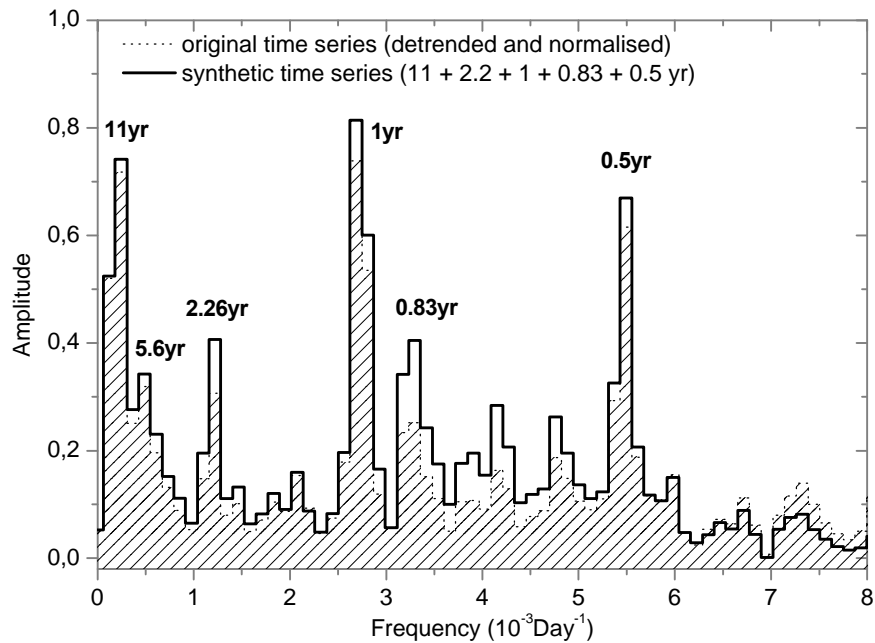


Figure 3: Amplitude spectra of original (dotted line and columns) and synthetic (solid line) time series.

ermost panel presents the total time series of the 15-day means, showing the long-term decrease of h' , which has already been presented in the right panel of Figure 1.

Apart from the annual and semiannual cycle, the 11-year variation and the QBO effect appear to be the prominent ones within the time series. To highlight the dependence, in Figure 5 the low-pass filtered h' data are shown together with the annual mean sunspot numbers. Clearly, the reflection heights are lower during solar maximum than during solar minimum, which is

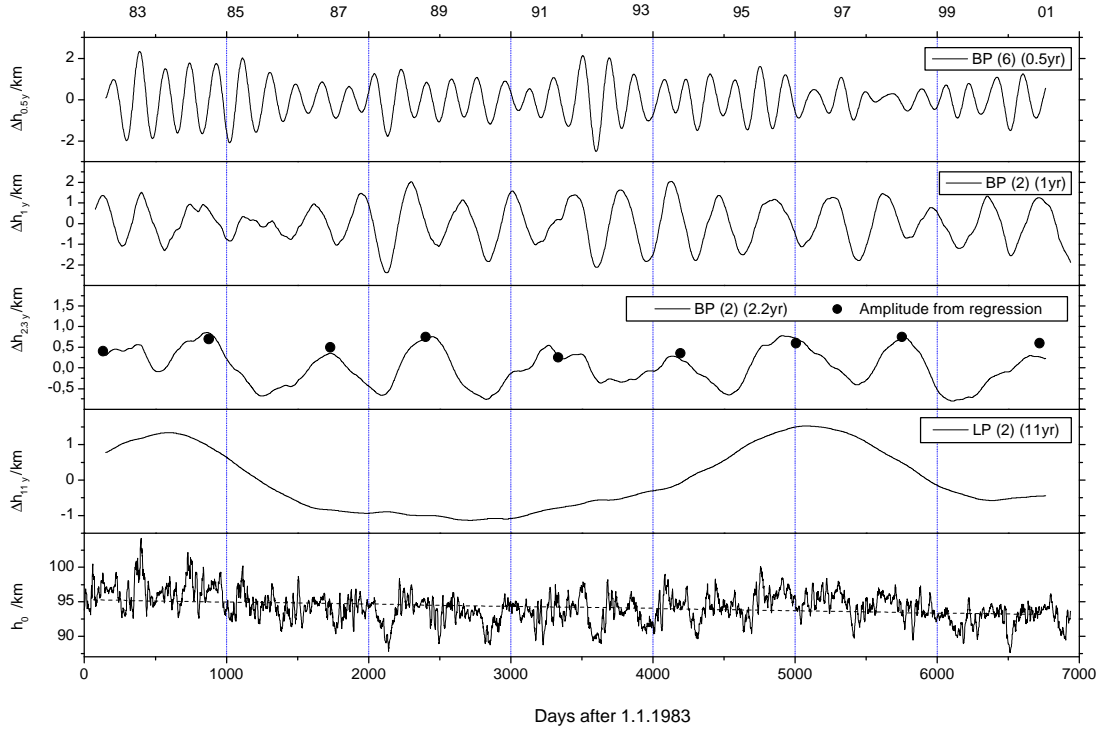


Figure 4: Filtered time series using different band-pass filter windows: 0.5 yr (0.4 – 0.6 yr, uppermost panel), 1 yr (0.9 – 1.9 yr, second panel), 2.2 yr (1.5 – 3 yr, middle panel, also analyses from regression analysis including 0.5, 1, and 2.2 yr), 11 yr (high pass, 4 yr cut off, 4th panel), original time series with linear regression (lowermost panel).

easily understandable from the stronger ionisation during times of high solar activity. The amplitude of the 11-year oscillation amounts to about 1 km, i.e. the difference between solar maximum and minimum is 2 km. This is more than has been reported in literature (Entzian, 1967), which can be attributed to a stepwise manner of the stratospheric progressive cooling (Pawson et al., 1998), partly due to the effect of volcanoes on the middle atmosphere. Comparing the h' time series presented here with the phase-height measurements shown by Bremer and Berger (2002, their Figure 1), one can see that during the early 1980s particularly high h' values were measured, an effect of non-solar origin. Because of the limited length of the time series in Figure 4, this stepwise change in our analysis contributes to an apparent solar effect. Another effect is that the middle atmosphere temperature is also dependent on solar activity (e.g., Keckhut et al., 1995). However, since the vertical distribution of this reaction is complicated – cooling in the upper stratosphere but heating in the mesosphere during solar maximum – it is unclear to what degree this effect contributes to the behaviour of constant pressure heights and subsequently reflection heights during solar maximum.

In Figure 6 the band-pass filtered reflection heights with a resonant frequency of 2.2 years are shown together with the equatorial 30 hPa winds. For comparison, the MRA results already presented in the middle panel of Figure 4 are also shown. It can be seen that for QBO west years in most cases the reflection heights are lower than during QBO east years. This would fit to the concept of a cooler middle atmosphere during QBO west years, which is in correspondence with the stratospheric behaviour during winter (Holton and Tan, 1980). However, we did not yet find any indication for a seasonal modulation of the signal. Further investigations of a possible QBO effect in different seasons are necessary.

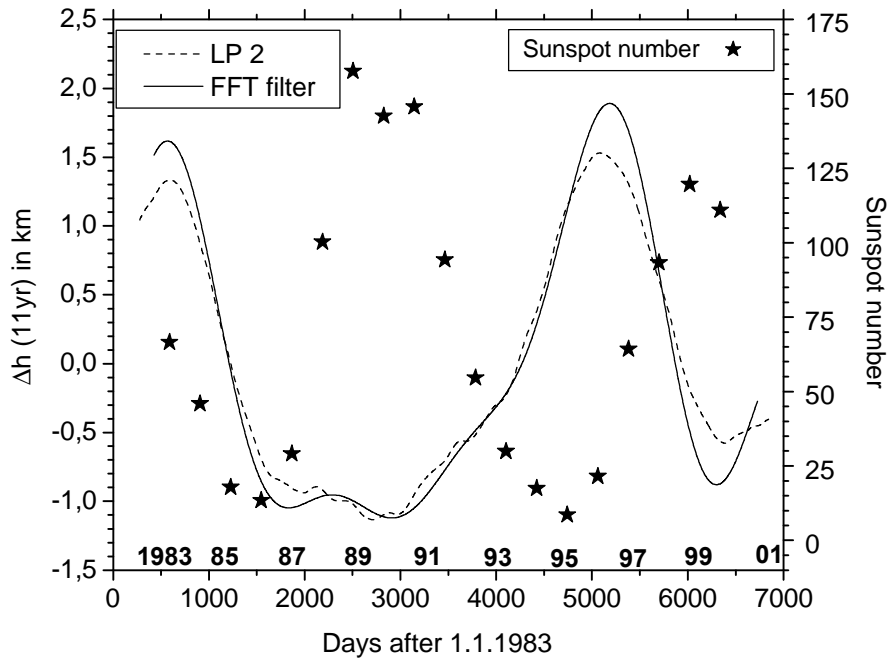


Figure 5: Time series of low pass filtered reflection heights and annual mean sunspot numbers.

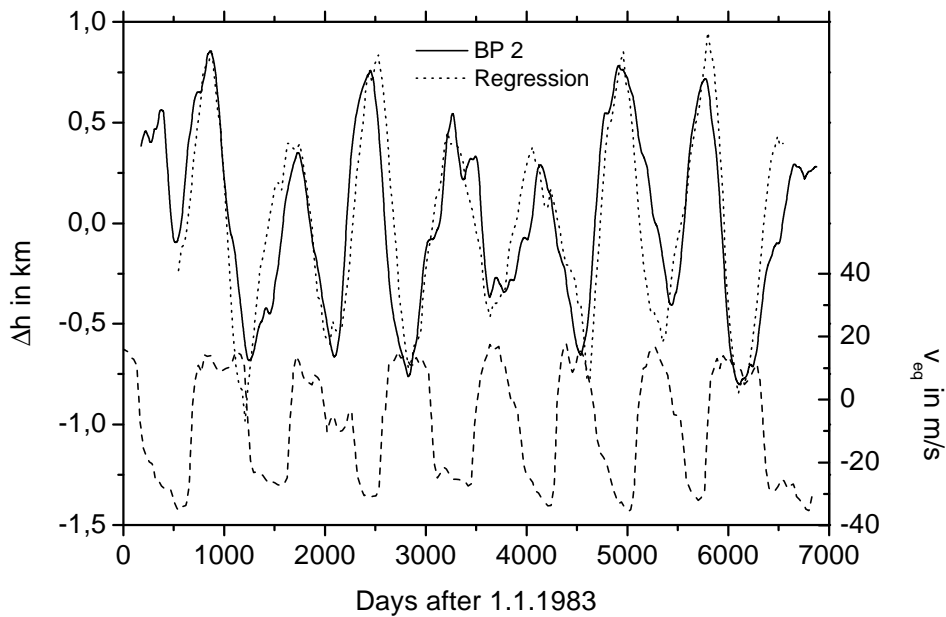


Figure 6: Time series of band pass (2.2 years) filtered reflection heights (upper part of the figure, left axis), and equatorial winds at 30 hPa (lower part of the figure, right axis).

Conclusions

Applying a filter technique to the 19-year time series of LF nighttime absolute ionospheric reflection heights measured at Collm between September 1982 and 2002 allows the identification of dominant trends and periodicities in the time series. Therefore we are able to analyse both atmospheric and solar possible effects on the lower E-region ionosphere. In particular, the time series of the mean reflection height show

- a possible negative long-term trend, which is broadly in correspondence with results from literature (e.g., Bremer and Berger, 2002), and
- a clear quasi-biennial oscillation, generally in phase with the stratospheric equatorial QBO at the 30 hPa level.

These characteristics indicate a response of the lower ionosphere region to the underlying neutral atmosphere. A negative trend may easily be explained by a long-term cooling of the middle atmosphere. However, the time series is still not long enough to allow a clear distinction between long-term trends and decadal variation.

The QBO effect is somewhat difficult to explain. It has been shown (Holton and Tan, 1980) that the winter stratospheric vortex is stronger during QBO west years and therefore lower heights, as shown in our study, could be explained from that fact if we attribute lower reflection heights to lower levels of constant pressure. However, a clear QBO effect on the MLT wind system over Collm has only been found in winter (Jacobi et al., 1996), so that it remains unclear why the QBO is visible in such a clear manner in the LF heights.

In addition to these probably neutral atmospheric effects on the E region, solar cycle dependence is also visible, which broadly corresponds to literature results (e.g. Entzian, 1967, von Cossart and Taubenheim, 1987). The amplitude of the solar cycle amounts to about 1 km, which is relatively large, compared with the values reported in literature, although these literature results generally were obtained at lower altitudes. However, taking into account a possible stepwise change in mesospheric temperatures, with a strong decrease in the middle 1980s, a part of the apparent solar cycle may be attributed to this kind of variability.

Acknowledgements

This study was partly supported by BMBF within the AFO2000 programme under 07ATF10 (MEDEC). Stratospheric equatorial winds have been provided by B. Naujokat, FU Berlin through the JISAO (Internet access on http://tao.atmos.washington.edu/data_sets/qbo/). Annual mean sunspot numbers have been provided by the NGDC through Internet access (ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SUNSPOT_NUMBERS/).

References

- Akmaev, R.A., and V.I. Formichev*, 2000: A model estimate of cooling in the mesosphere and lower thermosphere due to CO₂ increase over the last 3-4 decades. *Geophys. Res. Lett.* **27**, 2113-2116.
- Angell, J.K.*, 1993: Comparison of stratospheric warming following Agung, El Chichon and Pinatubo volcanic eruptions. *Geophys. Res. Lett.* **20**, 715-718.
- Berger, U., and M. Dameris*, 1993: Cooling of the upper atmosphere due to CO₂ increases: a model study. *Ann. Geophysicae* **11**, 809-819.
- Bremer, J., and U. Berger*, 2002: Mesospheric temperature trends derived from ground-based LF phase-height observations at mid-latitudes: comparison with model simulations, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **64**, 805-816.
- Entzian, G.*, 1967: Der Sonnenfleckenzyklus in der Elektronenkonzentration der D-Region. *Kleinheubacher Berichte* **12**, 309-313, 1967.
- Holton, J.R., and H.-C. Tan*, 1980: The influence of the equatorial quasi-biennial oscillation on the global circulation at 50 mb. *J. Atmos. Sci.* **37**, 2200-2208.

- Jacobi, Ch., R. Schminder, and D. Kürschner, 1996: On the influence of the stratospheric quasi-biennial oscillation on the mesopause zonal wind over Central Europe. *Meteorol. Zeitschrift, N.F.* **5**, 318-323.
- Jacobi, Ch., R. Schminder, and D. Kürschner, 1997: Measurements of mesopause region winds over Central Europe from 1983 through 1995 at Collm, Germany. *Contrib. Atmos. Phys.* **70**, 189-200.
- Jarvis, M.J., 1997: Latitudinal variation of quasi-biennial oscillation modulation of the semi-diurnal tide in the lower thermosphere. *J. Geophys. Res.* **102**, 27177-27187.
- Keckhut, P., A. Hauchecorne, and M.L. Chanin, 1995: Midlatitude long-term variability of the middle atmosphere: Trends and cyclic and episodic changes. *J. Geophys. Res.* **100**, 18887-18897.
- Kürschner, D., R. Schminder, W. Singer, and J. Bremer, 1987: Ein neues Verfahren zur Realisierung absoluter Reflexionshöhenmessungen an Raumwellen amplitudenmodulierter Rundfunksender bei Schrägeinfall im Langwellenbereich als Hilfsmittel zur Ableitung von Windprofilen in der oberen Mesopausenregion. *Z. Meteorol.* **37**, 322-332.
- Labitzke, K., 1987: Sunspots, the QBO, and the stratospheric temperature in the north polar region. *Geophys. Res. Lett.* **14**, 535-537.
- Lait, L.R., M.R. Schoeberl, and P.A. Newman, 1989: Quasi-biennial modulation of the Antarctic ozone depletion. *J. Geophys. Res.* **94**, 11559 – 11571.
- Lübken, F.-J., 2000: Nearly zero temperature trend in the polar summer mesosphere. *Geophys. Res. Lett.* **27**, 3603-3606.
- Namboothiri, S.P., C.E. Meek, and A.H. Manson, 1994: Variations of mean winds and solar tides in the mesosphere and lower thermosphere over scales ranging from 6 months to 11a. Saskatoon 52°N, 107°W. *J. Atmos. Terr. Phys.* **56**, 1313-1325.
- Namboothiri, S.P., T. Tsuda, and T. Nakamura, 1999: Interannual variability of mesospheric mean winds observed with the MU radar. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **62**, 1111-1122.
- Pawson, S., K. Labitzke, and S. Leder, 1998: Stepwise changes in stratospheric temperature. *Geophys. Res. Lett.* **25**, 2157-2160.
- Ramaswamy, V., M.-L. Chanin, J. Angell, J. Barnett, D. Gaffen, M. Gelman, P. Keckhut, Y. Koshelkov, K. Labitzke, J.-J.R. Lin, A. O'Neill, J. Nash, W. Randel, R. Rood, K. Shine, M. Shiotani, and R. Swinbank, 2001: Stratospheric temperature trends: Observations and model simulations. *Rev. Geophys.* **39**, 71-122.
- Sprenger, K., K.M. Greisiger, and R. Schminder, 1975: Evidence of quasi-biennial wind oscillation in the mid-latitude lower thermosphere, obtained from ionospheric drift measurements in the LF range. *J. Atmos. Terr. Phys.* **37**, 1391-1393.
- Taubenheim, J., G. von Cossart, and G. Entzian, 1990: Evidence of CO₂-induced progressive cooling of the middle atmosphere derived from radio observations, *Adv. Space Res.* **10(10)**, 171-174.
- Van Loon, H., und K. Labitzke, 1990: Association between the 11-year solar cycle and the atmosphere. Part IV: The stratosphere, not grouped by the phase of the QBO. *J. Clim.* **8**, 827-836.
- Von Cossart, G., and J. Taubenheim, 1987: Solar cycle and long-period variations of mesospheric temperatures. *J. Atmos. Terr. Phys.* **49**, 303-307, 1987.

Addresses of Authors

Christoph Jacobi, Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig, jacobi@uni-leipzig.de

Dierk Kürschner, Institut für Geophysik und Geologie, Observatorium Collm, 04779 Wermisdorf, kuersch@uni-leipzig.de

Study on stratospheric gravity wave activity: Global and seasonal variations deduced from the CHALLENGING Minisatellite Payload (CHAMP)-GPS Satellite

M. Venkat Ratnam and Christoph Jacobi

Abstract

Global analyses of gravity wave activity in the stratosphere are presented for the first time using German Low Earth Orbit (LEO) satellite CHAMP. Temperature profiles obtained from CHAMP/GPS radio occultations are first compared with ground based instruments. In general, good agreement is found between these different techniques. Monthly mean E_p values of potential energy, E_p values, being a measure of gravity wave activity, which is estimated with radiosonde observations are compared with CHAMP/GPS data and found that radiosonde observed E_p values are higher than those estimated with radio occultations. There exists a strong diurnal variation of gravity wave activity. From the global morphology of gravity wave activity, large values E_p are noticed even at mid latitudes during winter months besides the tropical latitudes but not during equinoxes suggesting that wave activity, especially at stratospheric heights, is not only modulated due to orography (mountain/lee waves) but mainly depends on seasonal variations at respective latitudes. Latitudinal and vertical variation of gravity wave activity reveals the existence of large E_p values below 25 km and low values in between 25 and 30 km in all the seasons near equator. During southern hemisphere winter, large values are noticed. During equinoxes, these values are nearly same between northern and southern hemispheres (NH and SH) at mid-latitudes. During the months of solstices, E_p distribution involves a larger hemispheric asymmetry at middle and higher latitudes. Large values of E_p are noticed at SH polar latitudes during Sep-Oct months and the latitude range is wider ($\pm 30^\circ$ latitude in both the hemispheres) with large E_p values in all the seasons except winter.

Zusammenfassung

Zum ersten Mal werden globale Analysen der Schwerewellenaktivität, bestimmt unter Verwendung des CHAMP LEO-Satelliten, vorgestellt. Temperaturprofile der CHAMP/RO-Okkultationen werden zunächst mit bodengestützten Messungen verglichen. Generell ist die Übereinstimmung gut. Monatliche Mittelwerte der potentiellen Energie E_p , die als Maß für Schwerewellenaktivität gilt, wurden aus Radisonden- und CHAMP-Messungen bestimmt, wobei die CHAMP-Daten höhere Werte lieferten. Es existiert eine deutlicher Tagesgang von E_p . Die globale Morphologie der Schwerewellenaktivität zeigt hohe Werte nicht nur am Äquator, sondern auch in mittleren Breiten, dies aber nicht während der Äquinoktien. Dies weist darauf hin, dass Schwerewelleaktivität nicht nur orographisch angetrieben ist, sondern in verschiedenen Breiten vom Jahresgang abhängt. Die Breiten- und Höhenabhängigkeit der Schwerewellenaktivität zeigt zwischen 25 und 30 km niedrige, unterhalb von 25 km hohe Werte von E_p am Äquator. Während des Winters in der Südhemisphäre sind die Werte hoch, während zu den Äquinoktien hohe Werte in mittleren Breiten beider Hemisphären zu finden sind. Während der Solstitien zeigt die E_p -Verteilung stärkere hemisphärische Asymmetrie. Hohe Werte von E_p werden während des südpolaren Frühjahrs gemessen. Der äquatoriale Bereich hoher Varianz ist in allen Jahreszeiten außer im Winter breit ($\pm 30^\circ$).

1. Introduction

Gravity waves play a crucial role in driving the general circulation of the middle atmosphere. Inclusion of gravity waves effects, by employing various parameterisations, has become necessary for accurate general circulation modelling. These waves cause fluctuations in velocity, pressure and density in a sinusoidal nature. Moreover they carry momentum flux and energy with them as they propagate. Most of the sources for the generation of these gravity waves lie in the troposphere [Fritts and Nastrom, 1992]. In the tropics, it is generally thought that gravity waves are mostly generated by cumulus convection [Alexander and Holton, 1997; Piani *et al.*, 2000; Alexander *et al.*, 2000 and references therein]. Recently, Beres *et al.* [2002] stressed the importance of tropospheric wind shears and its essential include in any attempt to parameterise the effects of gravity wave activity. These waves will propagate upward with increasing amplitude and have ability to transfer momentum and energy, and deposit in upper atmosphere through dissipation. All the gravity waves generated in the lower troposphere will not propagate equally in all directions. Gravity waves with longer periods will propagate at large zenith angles and can reach upper atmosphere whereas short period waves propagate off-zenith with small zenith angles and dissipate their energy quickly [Kiffaber *et al.*, 1993].

During the past two decades, considerable effort has been devoted in characterizing these gravity waves with the advent of VHF radars and lidars. Unfortunately these radars are blank in upper stratosphere, and lidars have served the best to fill this gap. Even though these techniques can provide observations with excellent time and spatial resolutions but the network of these ground based instruments is very small and hence global morphology of gravity wave activity is poorly know with these techniques. Satellite observations are able to provide global coverage [Wu and waters, 1996; McLandress *et al.*, 2000] but are of poor spatial resolution and are not suitable to retain the spectral properties of gravity waves but can give quantitative picture of wave activity. Recently using GPS/MET satellite observations, Tsuda *et al.*, [2000] provided the global analysis of stratospheric gravity wave activity with special emphasis during winter months. Using same data, Nastrom *et al.* [2000] had compared the gravity wave energy observed by the VHF radar with GPS/MET data. In the present study, global analysis of gravity wave activity observed by CHAMP/GPS satellite is presented with more statistical results. The data used in the present study is almost twice than seen by GPS/MET which was possible due to latest occultation antenna geometry that allowed the soundings with high accuracy and high vertical resolution. Few more interesting features has been noticed besides those reported by Tsuda *et al.*, [2000] and possible reasons for the observed significant results has been presented in this study.

2. Brief system description and data base

The CHAMP/GPS satellite was launched on July 15, 2000 from Plesetsk (62.5⁰N, 40.3⁰E) using a Russian COSMOS rocket into an almost circular and near polar orbit (inclination 87⁰) with an initial altitude of 454 km. It consists of mainly seven parts: an electrostatic STAR accelerometer is used for measuring non-gravitational accelerations; a TRSR-2 GPS receiver serves as the main tool for high-precision orbit determination of the CHAMP/GPS satellite; a laser Retro Reflector is used to reflect short laser pulses back to the transmitting ground station enabling to measure the direct two way range between the ground station and satellite; a fluxgate magnetometer is the prime instrument for magnetic field investigations, while an Overhauser magnetometer provides an absolute in-flight calibrations capability. An Advanced Stellar Compass provides processing power for the image analysis, pattern recognition, data reduction, system protection and communication. A digital ion drift meter is used to make in-situ measurements of the ion distribution and its movement with in the ionosphere. This drift

meter is operated in combination with a Langmuir probe for in situ electron density measurements. More details of the system can be had from *Reigber et al.* [2000].

For the present study we use level-2 data, which are produced by GfZ Potsdam using standard methods for occultation processing. The atmospheric excess path is derived using a double diffraction technique and atmospheric profiles are calculated assuming a geometric optics approach and applying Abel inversion technique [*Hocke, 1997*]. The first occultation measurements from CHAMP/GPS was performed on February 11, 2001, since then for about 200-250 occultations were recorded daily. The data used for the present study starts from May 2001 through September 2002. Besides this data, temperature observed with ground based instruments (radiosonde and lidar) are also collected during the above mentioned periods to compare with CHAMP/GPS data. Throughout the observational period, anti-spoofing (A/S) was activated, but the data quality is regained unlike GPS/MET by using latest occultation antenna geometry, which allowed the soundings with high accuracy and vertical resolution [*Wickert et al., 2001*]. More details of the data analysis, its processing, initial results of the CHAMP/GPS and validation with the corresponding global weather analysis can be had from *Wickert et al.* [2001].

3. Methodology for calculation of gravity wave energy density

Atmospheric parameters fluctuate on a wide range of scales. In the mesoscale, wind and temperature fluctuations are sometimes described by using frequency (ω) and wave number (m , k) power spectra since they are observed as a superposition of many waves with various frequencies and wave numbers. The modelling of atmospheric gravity wave spectra has followed the pioneering efforts of *Garret and Munk* [1972; 1975], who developed a dynamical theory for the spectrum of internal waves in the ocean. The key element of the *Garret and Munk* model is that the waves obey the polarization and dispersion relations. Since then several gravity wave spectral models have been developed for comparison with MST Radar experiments [*VanZandt 1982, 1985; Scheffler and Liu, 1985, 1986; Fritts and VanZandt, 1987*].

Under linear gravity wave theory, neglecting the effects of the background wind, *Scheffler and Liu* [1985] derived an equation relating the observed one-dimensional frequency spectrum to the *Garret-Munk* model gravity wave spectrum [*Garret and Munk 1972*]. For Boussinesq approximation, the one dimensional frequency spectrum is defined as

$$E_{ob}(\omega) = E_0 H_0(\omega) B(\omega), \quad (1)$$

Where the filter function $H_0(\omega)$ can be expressed as

$$H_0(\omega) = \frac{\omega^2 - \omega_i^2}{\omega_b^2 - \omega_i^2} \cos^2 \theta_B + \frac{1}{2} \frac{\omega_b^2 - \omega^2}{\omega_b^2 - \omega_i^2} \left(1 + \frac{\omega_i^2}{\omega^2} \right) \sin^2 \theta_B, \quad (2)$$

and

$$B(\omega) = \frac{p-1}{\omega_i^{1-p} - \omega_b^{1-p}} \omega^{-p}. \quad (3)$$

E_0 is the energy density constant. Therefore

$$E_{ob}(\omega) = E_0 \frac{p-1}{\omega_i^{1-p} - \omega_b^{1-p}} \omega^{-p} \left(\frac{\omega^2 - \omega_i^2}{\omega_b^2 - \omega_i^2} \cos^2 \theta_B + \frac{1}{2} \frac{\omega_b^2 - \omega^2}{\omega_b^2 - \omega_i^2} \left(1 + \frac{\omega_i^2}{\omega^2} \right) \sin^2 \theta_B \right) \quad (4)$$

where θ_B is the direction of wave propagation and ω_b , ω_i are the Brunt-Väisälä frequency and inertial frequency, respectively. P is the frequency power law index. While deriving Eq. (4) it

is also assumed that the wave frequency and wave number are separable in the *Garret-Munk* model spectrum.

The energy density E_0 is chosen as a measure of gravity wave activity and is defined as [see, e.g., *Tsuda et al.*, 2000]

$$E_0 = \frac{1}{2} \left[u'^2 + v'^2 + w'^2 + \left(\frac{g}{N} \right)^2 \left(\frac{T'}{T} \right)^2 \right] = E_k + E_p, \quad (5)$$

where E_k and E_p are kinetic and potential energy per unit mass, respectively. They can be written as

$$E_k = \frac{1}{2} [u'^2 + v'^2 + w'^2], \quad (6)$$

$$E_p = \frac{1}{2} \left(\frac{g}{N} \right)^2 \left(\frac{T'}{T} \right)^2, \quad (7)$$

where

$$N^2 = \frac{g}{T} \left(\frac{dT}{dz} - \tilde{\Gamma} \right) \quad (8)$$

Here u' , v' and w' are the perturbation components of the zonal, meridional and vertical wind respectively, g is the acceleration due to gravity, N is the Brunt-Väisälä frequency, T and T' are the mean and perturbation components of temperature and Γ is the dry adiabatic lapse rate. According to the linear theory of the gravity waves, the ratio of kinetic to potential energy becomes constant, therefore it is possible to estimate E_0 from temperature observations only [*Tsuda et al.*, 2000]. In Eq. (7), the calculation of E_p mainly depends on the estimation of the temperature fluctuation. For this, the procedure adopted by *Tsuda et al.*, [2000], i.e., calculating temperature fluctuation by high-pass filter with a cut-off at 10 km is closely followed here.

4. Results and discussion

4.1. Comparison of CHAMP data with ground based instruments

Before going into details of the gravity wave activity seen by the CHAMP/GPS satellite, it is desirable to compare the observed temperature profiles with some reference techniques. The first observations have been compared with corresponding ECMWF profiles in the height range of 5 and 25 km and found excellent comparison within 1 K in both hemispheres, but some negative bias at tropical latitudes [*Wickert et al.*, 2001]. In the present study, temperature observed with radiosonde (10-30 km) over two stations, one at a tropical latitude (13.5°N, 79.2°E) and other at subtropical latitude (25°N, 121°E) and also with lidar (30 to 60 km) located at a tropical station has been selected to compare with CHAMP/GPS data. In order to reduce the error due to the temporal and spatial difference of the CHAMP data, $\pm 2^\circ$ in latitude, $\pm 60^\circ$ in longitude and ± 2 hours has been selected as best coincidence with that of ground based instruments. Figure 1 shows the comparison of vertical profiles of temperature between CHAMP, radiosonde and lidar observed on March 4, 2002 (left panel) and May 1, 2002 (right panel). From the figure it is clear that generally CHAMP and ground based observed profiles are matching well. There exists some difference below 5 km (sometimes up to 10 km) and above 40-45 km, which is due to water vapour and ionospheric residuals that occur from incomplete ionospheric correction in the temperature retrieval from the GPS occul-

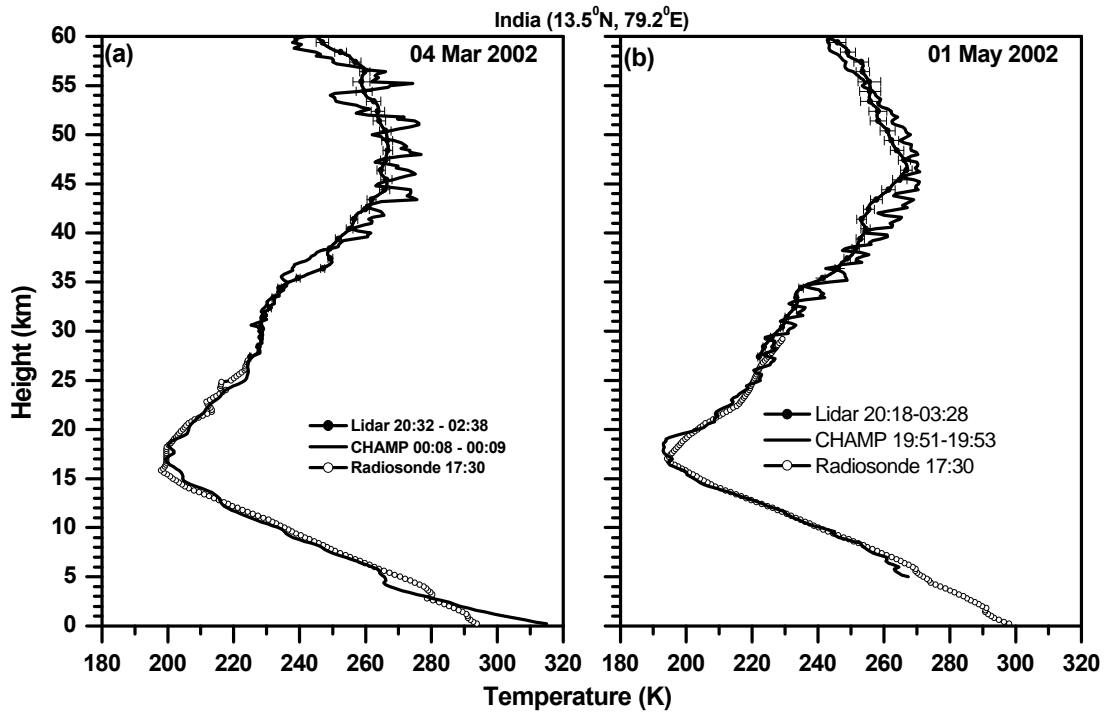


Figure 1: Vertical profiles of temperature observed by CHAMP/GPS, a radiosonde and a Lidar located at Gadanki (13.5°N , 79.2°E) on (a) March 4, 2002 and (b) May 1, 2002.

tation method at these heights. Hence we will restrict our studies to the height range between 10 and 45 km only. In addition, one can see some bias in CHAMP data near the tropopause, sometimes showing high temperatures and sometimes low temperatures.

Extensive comparison between different techniques is shown in Figure 2. This figure shows scatter plots of temperatures observed by CHAMP vs. radiosonde (left panel) in between 10 and 30 km and CHAMP vs. lidar (right panel) between 30 and 60 km during May 2001 to June 2002. From the figure it can be seen that between 10 and 30 km for about 95% of the time the temperature is matching well (from 213 profiles of near coincidence) and the error is only larger near the tropopause. Above 30 km, for about 90% of the time the temperature is matching well (from 31 profiles) and larger errors are only found above the 45 km height region, a result that is expected due to ionospheric residuals. In general, the overall comparison of CHAMP data with ground based instruments is matching well.

4.2. Gravity wave potential energy observed with CHAMP/GPS and radiosonde

In this section, estimations of E_p from the temperature perturbations, T' , using ground based instruments and CHAMP data are presented. Figure 3a shows the vertical profiles of temperature observed with CHAMP/GPS (0.2 to 60 km), radiosonde (0 to 27 km), and lidar (27 to 60 km) observed on March 4, 2002. In order to see the temperature fluctuation defined as deviations from the mean, monthly averaged profiles of temperature observed with radiosonde and lidar are also plotted in the same figure. The overall comparison between these various techniques show that the variations generally are matching well. Figure 3b shows T' that here is observed when instant observations are subtracted from monthly mean. From this figure it is clear that there exist large fluctuations and the estimation of potential energy using these perturbations will lead to unrealistic values. Instead of this, T' is estimated from the

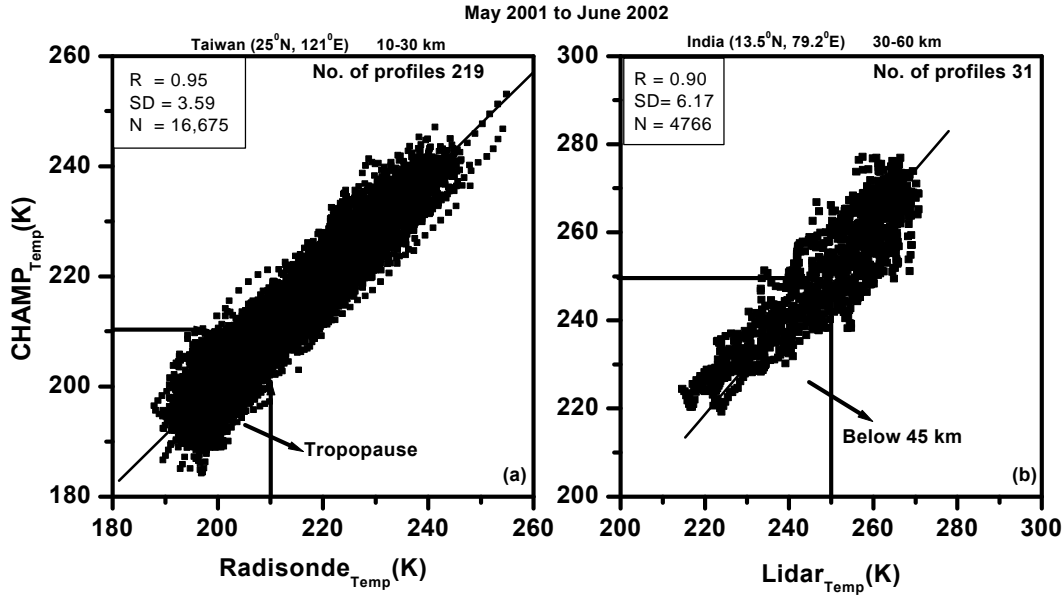


Figure 2: Comparison of temperature observed between (a) CHAMP and radiosonde (10-30 km) and (b) CHAMP and lidar (30-60 km) during May 2001 to June 2002.

single CHAMP profile by applying a high pass filter with a cut-off at 10 km as followed by *Tsuda et al.* [2000], which is shown in Figure 3c. It is clear that T' are still too large above 40 km which arises mainly due to ionospheric residuals [*Rocken et al.*, 1997; *Syndergaard*, 2000], hence our studies will be restricted to lower heights. Another practical difficulty using this high pass filter arises near the tropopause especially in the tropics, where a sharp tropopause frequently exists. Therefore the estimation of E_p using high pass filter is also not possible near the tropopause, especially at low latitudes.

Even though this method serves as best to obtain the global morphology of gravity wave energy, some spectral information on gravity waves (amplitude and phase) will be lost due to the low horizontal resolution (200 to 400 km) and spherical symmetry assumptions in the retrieval of vertical profiles of temperature [*Belloul and Hauchecorne*, 1997; *Lange and Jacobi*, 2002, 2003]. Due to these assumptions, very small scale and large scale gravity waves are filtered out and the E_p values estimated through these T' will be low. Nevertheless, due to its global coverage one may obtain an overall features of the gravity wave activity at least qualitatively. The inset picture in 3c,d shows the typical profiles of T' observed between 20 and 25 km height region on the same day. From this picture it is clear that the amplitude observed by CHAMP is smaller when compared to that obtained by radiosonde, and additionally there is a constant phase shift between the two profiles. Figure 3d shows the Brunt-Väisälä frequency squared, N^2 , observed with CHAMP. From the figure it is clear that N^2 is low in the troposphere and shows a rather abrupt transition near the tropopause, while high values of N^2 are observed in the stratosphere as expected. Some of the N^2 values become negative above 40 km, in this case showing superadiabatic conditions, indicating wave breaking provided the temperature analysis is correct. In general, however, these conditions will occur at higher altitudes and hence these values are thought to be due to the incomplete ionospheric corrections implemented in retrieving the temperature profile from radio occultations. Figure 3e shows the vertical profiles of E_p observed with radiosonde, lidar and CHAMP/GPS occultations on the same day. At most of the heights, E_p values estimated from ground-based instruments are showing high. Below 10 km there is an unusual increase in the E_p values, which is mainly due to water vapour effects ignored in retrieving temperature from radio occultations.

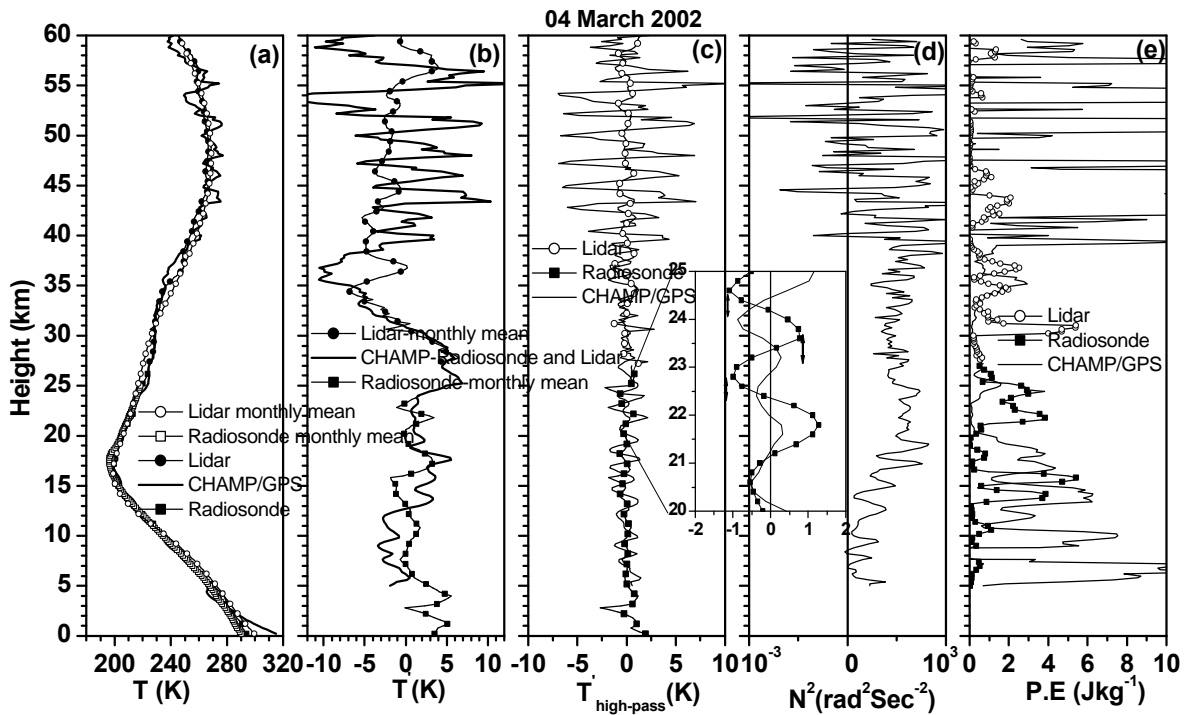


Figure 3: Vertical profiles of (a) temperature, (b) temperature perturbation estimated from monthly mean, (c) temperature perturbation estimated from the high pass filter, (d) Brunt-Väisälä frequency square and (e) potential energy observed on March 4, 2002. The inset picture in (c) and (d) shows the practical difficulty in getting the gravity wave properties with satellite observations.

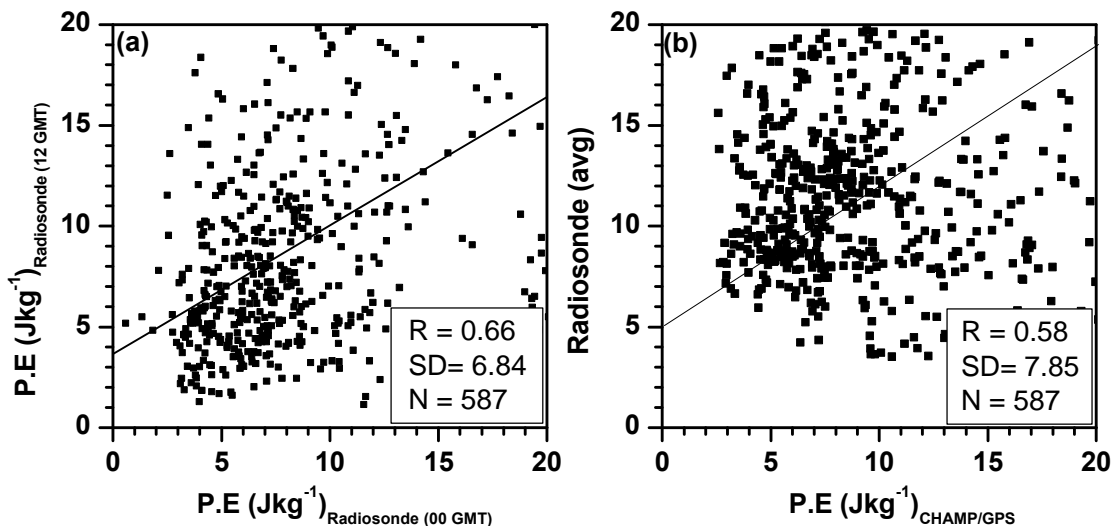


Figure 4: Scatter plot of potential energy observed with (a) radiosonde observations at 00 UT and 12 UT, and (b) CHAMP/GPS and radiosonde (average of 00 and 12 UT) observations during June 2001 to May 2002.

Extensive monthly comparison E_p values observed within the radiosonde observations between 00 UT and 12 UT and also with CHAMP/GPS radio occultations observed during June 2001 to May 2002 are shown in Figure 4. In this figure, only the observed E_p values between 15 and 25 km are considered. From Figure 4a it is visible that the E_p values observed at 12 UT are larger than those observed at 00 UT, which might be due to increased daytime gravity wave activity due to convection. It is generally believed that in the tropics and sub tropics, most of the gravity waves are generated by convection [Alexander and Holton, 1997] and strong wind shear [Beres *et al.*, 2002] caused by tropical easterly jet streams. Only for about 66 % of the time, E_p values observed at both times are similar, and rest of the time the 12 UT values are observed to be larger.. This suggests that there is a need to consider the diurnal variation of E_p values instead of averaging all the occultations, while presenting global distribution of E_p using satellite observations. However, since the data base used for the present study consists of only one and half year and it is therefore difficult to obtain global coverage at various times of the day, all available occultations are averaged here while presenting the global morphology of gravity wave activity, leaving the task of analysing the diurnal variation to a further study.

Comparison of E_p values estimated with radiosonde and CHAMP/GPS in between 15 and 25 km shown in Figure 4b reveals that the radiosonde observed E_p values are almost 30% larger than those observed with CHAMP/GPS data. This can be attributed to the smaller magnitudes of T' using the high pass filter of the radio occultation processes. From theoretical estimations, Tsuda *et al.* [2000] found that there will be a up to 21% decrease in the amplitudes of GPS/MET radio occultations. Using a 2D model, Lange and Jacobi [2002] studied the influence of geometric wave parameters and the measurement geometry on plane gravity waves in the range of 100-1000 km horizontal and 1-10 km vertical wavelengths and found that the radio occultations can resolve more than 90% of the simulated gravity waves with 60% amplitude level and more than the 50% of the derived amplitudes are above 90%.

4.3. Global distribution of gravity wave activity in lower stratosphere

The global distribution of E_p values, observed during the months of December 2001 and March 2002, averaged between 20 and 25 km are shown in Figure 5. The number of occultations used for this figure amounts to 2,921 in December 2001 and 4,149 in March 2002. The number of occultations has been significantly improved after February 2002 onwards. From Figure 5 it is evident that at tropical and subtropical latitudes ($\pm 30^\circ$ latitude) large E_p values are noticed in both months, which could be due to large convection expected at those latitudes, and partly may also be due to equatorial waves. Another interesting feature to be noticed in December 2001 is that large values are visible even at mid latitudes on continents, while smaller values are found over the oceans, which is also reported by Tsuda *et al.*, [2000] during northern hemisphere winter months.

However, this feature is not clearly observed during March 2002, which reveals that the large E_p values observed over the continents are either not modulated due to mountain/lee waves (topography), or modulated but could not propagate to the lower stratosphere. From these two examples it is clear that the gravity wave activity observed with radio occultations will not depend on source distribution at least at stratospheric heights. Perhaps the distribution mainly depends on interactions of propagating gravity waves with the background wind as reported by Alexander, [1998]. It also well known that gravity wave activity will be stronger at mid latitudes in winter [Allen and Vincent, 1995] and at tropical latitudes during equinoxes as observed here.

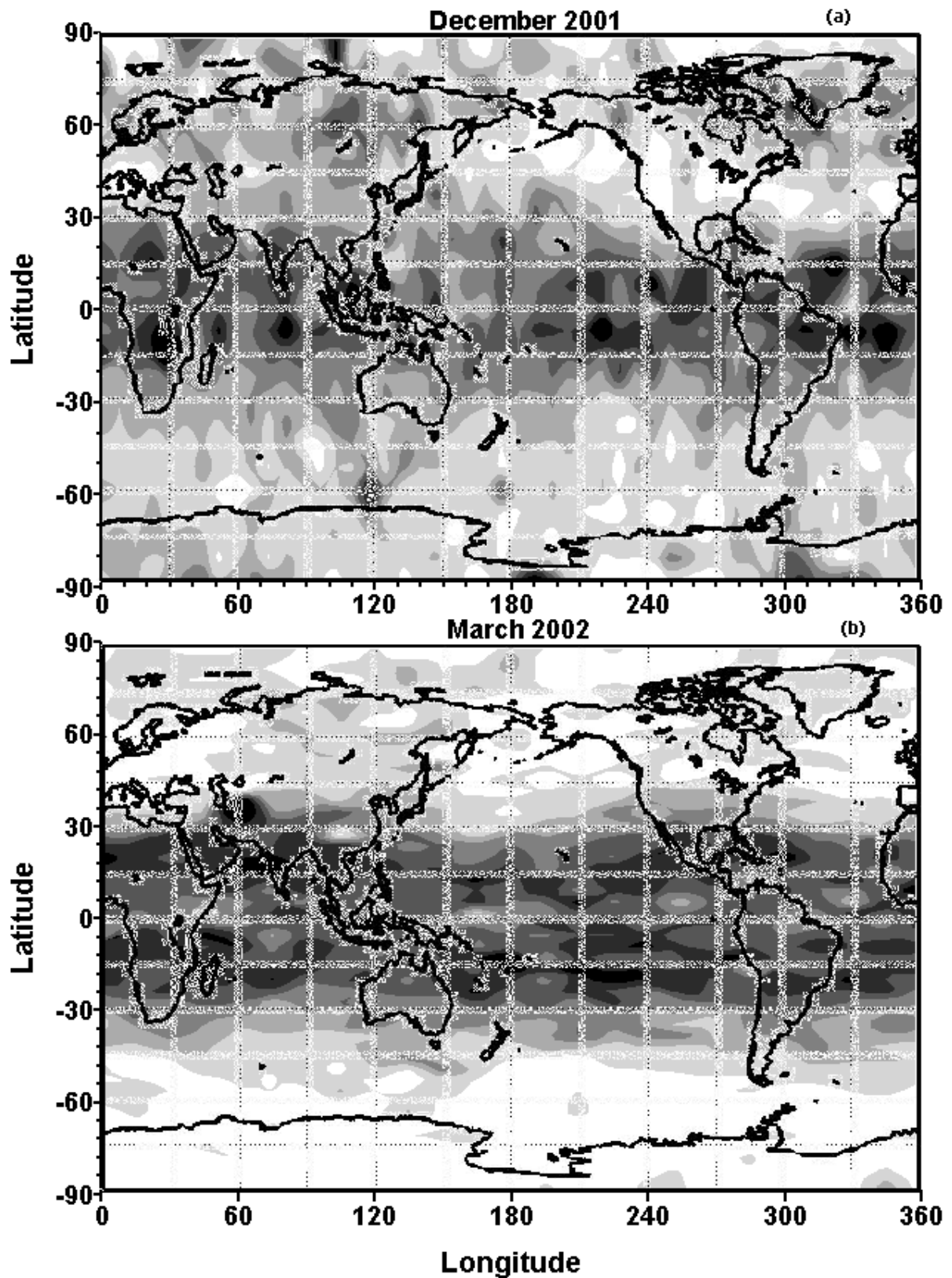


Figure 5: Global distribution of gravity wave activity observed in lower stratosphere (20-25 km) during (a) December 2001 and (b) March 2002. E_p contour intervals are shifted for every 2 J/kg.

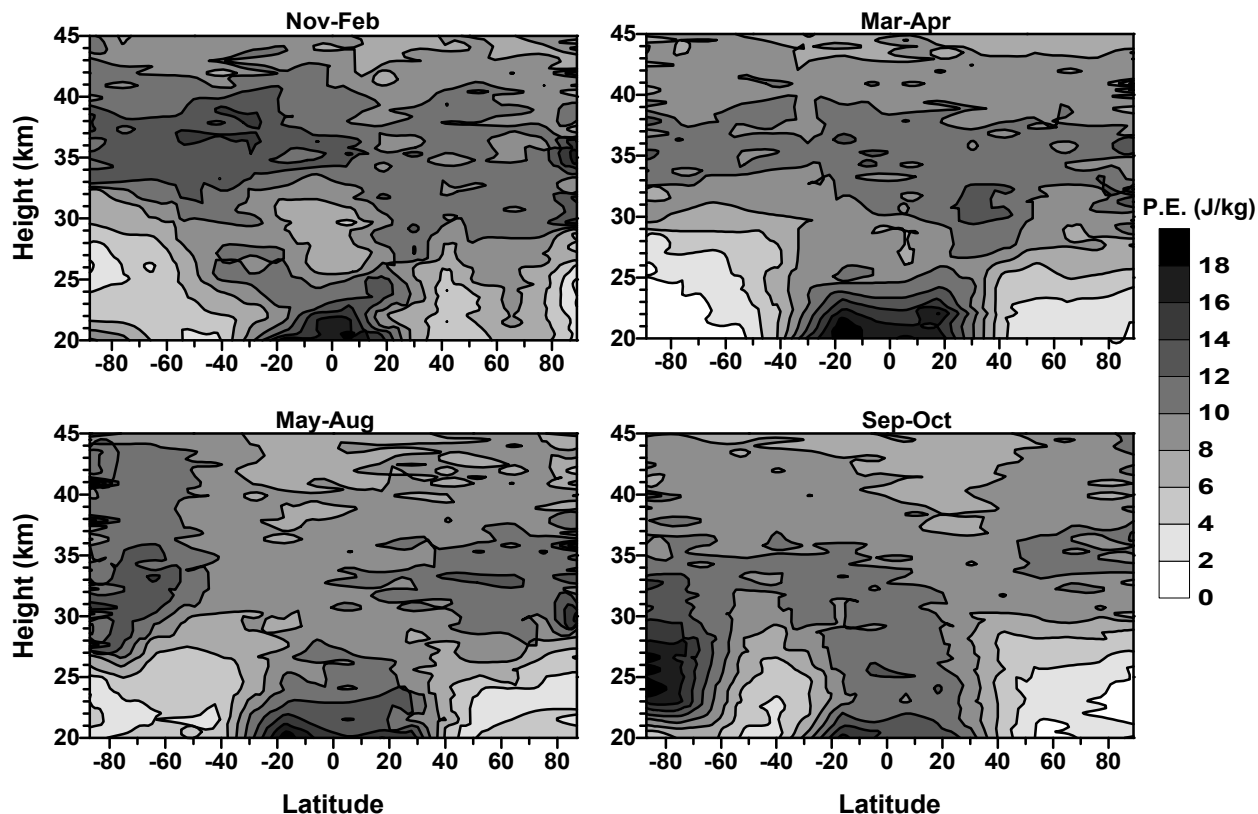


Figure 6: Latitudinal variation of potential energy observed in the stratosphere in different seasons during May 2001 through September 2002.

4.4. Latitudinal variation of gravity wave activity

In this section we present the latitudinal variation of E_p observed during different seasons. NH winter (Nov-Feb), spring equinox (Mar-Apr), summer (May-Aug) and autumn equinox (Sep-Oct). The latitudinal and seasonal variations of E_p values observed with CHAMP/GPS during May 2001 to September 2002 is shown in Figure 6. The total number of occultations used for this figure are 10,935, 17,429, 8,811 and 7,323 for NH winter, summer, spring and autumn, respectively. The data base used for the present study is almost twice as large as the one used by Tsuda *et al.* [2000], which gives more statistically significant results. Due to improved GPS receiver performance, the amount of profiles reaching the earth's surface is significantly larger than with GPS/MET.

From the Figure 6, salient features noticed are large values of E_p at low latitudes below 25 km in almost all the seasons. The latitudinal range is wider (up to $\pm 30^\circ$ at both hemispheres) in all the seasons except winter. During SH winter (May-Aug), large values of E_p are noticed there. These values are nearly the same at middle latitudes during equinoxes between NH and SH. These values seem to be low between 25 and 30 km near equator especially during winter and summer seasons. At higher latitudes in both hemispheres, E_p values are larger. During NH spring equinoxes, the latitudinal distribution of E_p values are nearly symmetric between NH and SH in the entire height ranges. During winter and summer seasons, the E_p distribution involves a large hemispheric asymmetry at middle and high latitudes, which is more pronounced in NH summer. The E_p values between 40° and 60° S in Nov-Feb are significantly larger than those at 40° and 60° N. Similarly, E_p values in between 40° and 70° S in Nov-Feb are significantly larger than those observed in between 40° and 80° N in May-Aug. Another interesting feature noticed is that large values of E_p are found at SH polar latitudes

during Sep-Oct. Most of the features mentioned above are also noticed by *Tsuda et al.*, [2000] using GPS/MET radio occultations. The only difference noticed is still the wider latitudinal range of large equatorial values and the large values of E_p at SH polar latitudes during Sep-Oct. Investigations are still going to know the possible reason for this significant enhancement and wider latitudinal range.

5. Summary and conclusions

Preliminary observations on a global analysis of gravity wave activity in the stratosphere is presented. The analysis is based on perturbations observed in the vertical temperature profiles of GPS radio occultation onboard CHAMP. Initially, vertical profiles of temperature (10-45 km) observed with CHAMP/GPS are compared with ground based instruments, namely radiosonde (between 10 and 30 km) and Lidar (30-45 km). In general, good agreement is found between these different techniques. The potential energy is calculated from the perturbations of the temperature (2 to 10 km) and the background Brunt-Väisälä frequency. Monthly E_p values are calculated with radiosonde observations and are compared with those estimated with CHAMP/GPS in order to estimate the accuracy of the satellite measurements. In general, E_p values estimated with radiosonde observations are found to be larger than those estimated with radio occultations, which may be due to horizontal resolution and spherical symmetry assumptions implemented in the retrieval of the temperature profiles from radio occultations.

Making use of the advantage of high accuracy and vertical resolution along with global coverage of CHAMP/GPS satellite observations, global and seasonal variations of E_p are studied. From monthly variations it is found that the gravity wave activity is larger at mid latitudes during winter and also larger at tropical latitudes during equinoxes. Global and seasonal variations reveal that the largest values of E_p are noticed at low latitudes below 25 km in all seasons. During SH winter, largest values of E_p are noticed, while during equinoxes, E_p values at mid latitudes are nearly the same in both hemispheres. E_p values are found to be very low between 25 and 30 km near the equator especially during solstice. It is also found that there is a large hemispheric difference in E_p values during solstice conditions. An interesting feature noticed is that large values of E_p at SH polar latitudes during autumn equinox occur, and strong temporal variations of stratospheric gravity wave activity are found.

The investigations cannot be considered as finished, however, for two reasons. Here we used level 2 GPS data from GFZ Potsdam, while very recently a new version has become available. It is expected that further improvements especially at higher altitudes will lead to a more detailed E_p analysis there. In addition, the data base used should be increased to obtain a higher statistical significance of the monthly mean results. This should enable us to derive reliable monthly climatologies of the stratospheric gravity wave activity, which may be used in numerical circulation models to obtain a more realistic gravity wave parameterisation.

Acknowledgements

We wish to thank GFZ Potsdam for providing CHAMP/GPS data through the ISDC data centre. This research was funded by the DFG under grant JA 836/4-2.

References

- Alexander, M. J., Interpretations of observed climatological pattern in stratospheric gravity wave variance, *J. Geophys. Res.*, **103**, 8627-8640, 1998.
- Alexander, M. J., and J. Holton, A model study of zonal forcing in the equatorial stratosphere by convectively induced gravity waves, *J. Atmos. Sci.*, **54**, 408-419, 1997.

- Alexander, M. J., J. H. Beres, and L. Pfister, Tropical stratospheric gravity wave activity and relationship to clouds, *J. Geophys. Res.*, **105**, 22,299-22,309, 2000.
- Allen, S. J., and R. A. Vincent, Gravity wave activity in lower atmosphere: Seasonal and latitudinal variations, *J. Geophys. Res.*, **100**, 1327-1350, 1995.
- Belloul, M. B., and A. Hauchecorne, Effect of periodic horizontal gradients on the retrieval of atmospheric profiles from occultation measurements, *Radio Sci.*, **32**, 469-478, 1997.
- Beres, J. H., M. J. Alexander, J. R. Holton, Effects of tropospheric wind shear on the spectrum of convectively generated gravity waves, *J. Atmos. Sci.*, **59**, 1805-1824, 2002.
- Fritts D.C. and T.E. VanZandt, Effects of Doppler Shifting on the Frequency Spectra of Atmospheric Gravity Waves, *J. Geophys. Res.*, **92**, 9723-9732, 1987.
- Fritts, D. C and Nastrom, G. D., Sources of mesoscale variability of gravity waves II: frontal, convective and jet stream excitation, *J. Atmos. Sci.*, **49**, 111-127, 1992.
- Garret, C., and W. Munk, Space-time scales of internal waves, *Geophys. Fluid Dyn.*, **3**, 225-264, 1972.
- Garrent, C., and W. Munk, Space-time scales of internal waves: A progress report, *J. Geophys. Res.*, **80**, 291-297, 1975.
- Hocke, K., Inversion of GPS meteorology data, *Ann. Geophys.*, **15**, 443-450, 1997.
- Kiffaber LM, Friesen DR, Knutson DL and Peterson AW, Short gravity wave periodicities during AIDA, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **55**, 341-354, 1993.
- Lange, M., and Ch. Jacobi, Analysis of gravity waves from radio occultation measurements, *Meteorologische Arbeiten aus Leipzig VII*, **26**, 101-108, 2002.
- Lange, M., and Ch. Jacobi, Analysis of gravity waves from radio occultation measurements, *Proceedings of the First CHAMP Science Meeting*, 22.-25.1.2002, Potsdam, Springer Series, in press, 2003.
- McLandress, C., M. J. Alexander, and D. L. Wu, Microwave limb sounder observations of gravity waves in the stratosphere: A climatology and interpretation, *J. Geophys. Res.*, **105**, 11,947-11,967, 2000.
- Nastrom, G. D., A. R. Hansen, T. Tsuda, M. Nishida, and R. Ware, A comparison of gravity wave energy observed by VHF radar and GPS/MET over central North America, *J. Geophys. Res.*, **105**, 4685-4687, 2000.
- Piani, C., D. Durran, M. J. Alexander, and J. R. Holton, A numerical study of three-dimensional gravity waves triggered by deep tropical convection and their role in the dynamics of the QBO, *J. Atmos. Sci.*, **57**, 3689-3702, 2000.
- Reigber, C., H. Lühr, and P. Schwintzer, CHAMP mission status and perspectives, *Suppl. to EOS*, Transactions, AGU, **81**, 48, F307, 2000.
- Rocken, C., R. Anthes, M. Exner, D. Hunt, S. Sokolovskiy, R. Ware, M. Gorbunov, W. Schreiner, D. Feng, B. Herman, Y.-H. Kuo, X. Zou, Analysis and validation of GPS/MET data in the neutral atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **102**, 29849-29866, 1997.
- Scheffler A.O. and C.H. Liu, On observation of gravity wave spectra in the atmosphere by using MST radars, *Radio Sci.*, **20**, 1309-1322, 1985.
- Scheffler, A.O., and C.H. Liu, The effects of Doppler shift on gravity wave spectra observed by MST radar, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **48**, 1225-1231, 1986.

- Syndergaard, S., On the ionosphere calibration in GPS radio occultation measurements, *Radio Sci.*, **35**, 865-883, 2000.
- Tsuda, T., M. Nishida, C. Rocken, and R. H. Ware, A global morphology of gravity wave activity in the stratosphere revealed by the GPS occultation data (GPS/MET), *J. Geophys. Res.*, **105**, 7257-7273, 2000.
- VanZandt, T.E., A universal spectrum of buoyancy waves in the atmosphere, *Geophys. Res. Lett.*, **9**, 575-578, 1982.
- VanZandt, T.E., A model for gravity wave spectra observed by Doppler sounding systems, *Radio Sci.*, **20**, 1323-1330, 1985.
- Wickert, J., C. Reigber, G. Beyerle, R. König, C. Marquardt, T. Schmidt, L. Grunwaldt, R. Galas, T. K. Meehan, W. G. Melbourne, and K. Hocke, Atmospheric soundings by GPS radio occultation: First results from CHAMP, *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 3263-3266, 2001.
- Wu, D. L., and J. W. Waters, Satellite observations of atmospheric variances: A possible indication of gravity waves, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 2631-2634, 1996.

Addresses of Authors

Christoph Jacobi, M. Venkat Ratnam, Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig, jacobi@uni-leipzig.de, vratnam@uni-leipzig.de

Tides, Rossby and Kelvin Waves simulated with the COMMA-LIM Model

K. Fröhlich, A. Pogoreltsev, Ch. Jacobi

Abstract

A 48-layer version of the COMMA-LIM (Cologne Model of the Middle Atmosphere – Leipzig Institute for Meteorology) three-dimensional global mechanistic model of the Earth's atmosphere from 0 km to 135 km with logarithmic pressure height coordinates was developed. The model is capable of reproducing the global structures and propagation of different planetary waves in the middle atmosphere. The contribution of gravity waves, tides, Rossby and Kelvin waves into the zonally averaged momentum budget of the mesosphere / lower thermosphere region has been investigated.

Zusammenfassung

Eine neue Version des COMMA-LIM (Cologne Model of the Middle Atmosphere – Leipzig Institute for Meteorology) wurde im Zusammenhang mit der Erhöhung der vertikalen Schichtauflösung entwickelt. Das COMMA ist ein dreidimensionales globales mechanistisches Modell der Erdatmosphäre mit einer Ausdehnung von ca. 0 – 135 km in logarithmischen Druckkoordinaten. Damit können globale Eigenschaften der mittleren Atmosphäre sowie die Ausbreitung verschiedener planetarer Wellen nachvollzogen werden. Die Beiträge der Schwerewellen, thermischer Gezeiten, Rossby und Kelvin Wellen zur zonal gemitteltem Impulsbalance der Mesosphäre und unteren Thermosphäre wurden untersucht.

Introduction

To obtain a comprehensive picture of the global dynamical processes in the middle atmosphere, the planetary wave activity and possible feedback mechanisms between the waves and the mean flow have to be taken into account. The excitation and propagation of planetary waves are strongly dependent on the mean circulation and its spatial gradients, but in turn the waves influence the mean flow and temperature distributions, so that they provide a link between the atmospheric layers up to the lower thermosphere. To this aim, a new, 48-layer version of the COMMA-LIM 3D atmospheric circulation model has been developed to investigate mean flow and planetary wave propagation between the troposphere and lower thermosphere.

The most prominent planetary wave in the summer mesosphere and lower thermosphere (MLT) region is the quasi two-day wave (QTDW), which has been regularly measured since the early 1970s (Muller, 1972; Babadshanov et al., 1973). At Collm Observatory, the QTDW is also measured regularly, in sufficient detail it can be monitored since 1983 (Jacobi et al., 1997; Jacobi, 1998). Satellite and radar measurements show also that Kelvin waves play an important role in the low latitude dynamics.

The main purpose here is to demonstrate that COMMA-LIM is capable of reproducing the realistic distributions of the mean flow and temperature, and to simulate the propagation of different planetary waves, atmospheric tides, fast and ultra-fast Kelvin waves (FKW and UFKW, respectively), Rossby and Rossby-gravity waves. The influence of gravity waves (GWs) on the general circulation and planetary waves is discussed.

COMMA-LIM, the new Version

The COMMA-LIM (Cologne Model of the Middle Atmosphere – Leipzig Institute for Meteorology) model is a global mechanistic model from 0 - 135 km with logarithmic pressure coordinates $z = H \cdot \ln(p/p_0)$ and a scale height of $H = 7$ km. Horizontal resolution is 5.265° in longitude and 5° in latitude. The dynamics are described with the spherical non-linear primitive equations in flux formulation. Hydrostatic balance is assumed. The model contains a radiation scheme calculating solar heating and infrared cooling rates of the most prominent absorbers and emitters in the middle atmosphere. Thermal dissipation from turbulent mixing, ion drag, and molecular heat conduction are included. A basic version of the model has been described by Lange (2001), see also a comparison with measurements by Lange et al. (1999). Different travelling planetary waves (Rossby normal-mode, Rossby-gravity, Kelvin waves) can be included into simulation through the insertion of corresponding Hough functions at the lower boundary. To investigate stationary and propagating waves and also to consider the long-term variability of the wave amplitudes, a space-time Fourier analysis of the simulated fields is used.

To obtain a better representation of winds and tides, several developments and improvements have been introduced into the model:

- The vertical resolution was increased, now using 48 layers in log-pressure coordinates from 0 to 135 km. As lower boundary conditions monthly averaged climatological distributions of the geopotential height and parameters of stationary planetary waves (SPW) extracted from UKMO assimilated fields are used.
- The gravity wave (GW) parameterisation scheme, still basing on the Lindzen-type parameterisation, has been improved taking into account possible multiple breaking levels and wave propagation between the layers where the wave is saturated, as well as heating/cooling effects due to GW dissipation.
- Modifications are made in the radiative heating/cooling representation, including an updated parameterisation of solar heating in O₃ and Lyman- α bands, implementation of heating efficiencies and chemical heating in the MLT region as suggested by Mlynczak and Solomon (1993). Several modifications are included for turbulent cooling/heating, Rayleigh friction, ion drag and Lorentz deflection.

For more details, the reader is referred to Fröhlich et al. (2003).

Fig. 1 shows the simulated monthly averaged zonal wind and temperature fields for July conditions. The middle atmosphere is characterized by easterly jet in summer and westerly jet in winter hemisphere. At mesopause altitudes breaking gravity waves lead to a reverse of the zonal wind. This causes also a very cold summer polar mesopause due to meridional mass transport from summer to winter hemisphere. Whereas the summer stratosphere/stratopause region shows very high temperature values because of absorption of solar radiation by ozone. The results are in reasonable agreement with reference atmospheres (e.g., CIRA-86, Swinbank and Ortland).

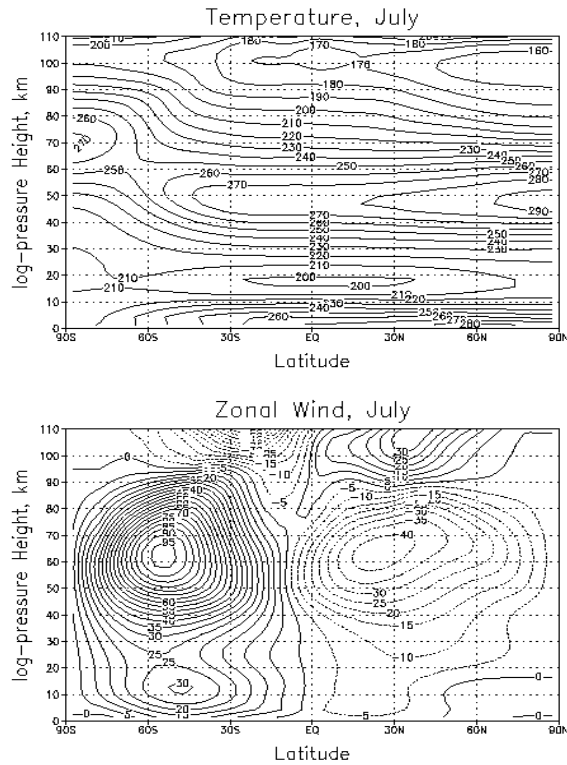


Fig. 1: Zonally and monthly averaged wind and temperature fields. Contour intervals are: 10 K for top panel, 5 m/s for lower panel.

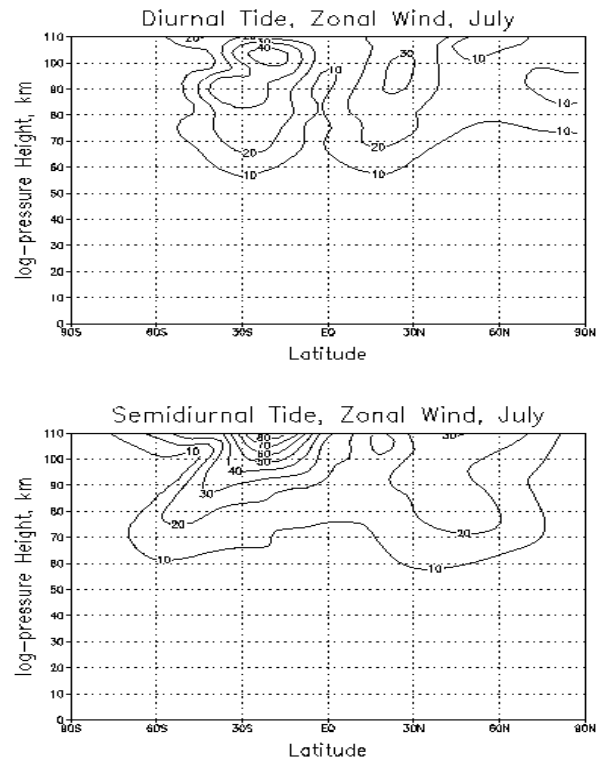


Fig. 2: Zonal wind amplitudes of the diurnal and semidiurnal tide. Contour intervals are 10 m/s.

Latitude-height cross-sections of amplitudes of zonal wind perturbations for diurnal and semidiurnal solar tides in July are shown in Fig. 2. These are two of the free global normal modes the atmosphere exhibits which are primarily forced by diurnal variations of the heating due to absorption of solar radiation. Note, that the diurnal tide is confined to equatorial latitudes but the semidiurnal tide shows strongest amplitudes at higher latitudes, especially in the winter hemisphere. The results of simulation for the diurnal tide compare well with the analysis of satellite measurements presented by Khattatov et al. (1997).

Investigation of propagation conditions of QTDW and their influence on the mean flow

The results of simulations with a 2D linearized model show that propagation of the QTDW from the lower atmosphere to the upper atmospheric layers strongly depends on the background wind conditions in the equatorial stratosphere (Pogoreltsev, 1999). A possible source of modification of the mean circulation is variable GW activity. To investigate the influence of GW drag on the mean flow and the QTDW, simulations with different GW amplitudes in the troposphere have been performed.

Increase in GW activity leads to weaker easterlies at low latitudes near the stratopause because of frequent breaking of the GW (Fig. 3a). These changes of the general circulation above the equator modify QTDW-propagation conditions in such a way that in the case of stronger GW activity the QTDW propagates more effectively into the northern hemisphere MLT region (Fig. 3b and Fig. 4). For the latter case one can see a maximum of about 18 m/s at 20°N in approximately 90 km height. This is in good agreement with measurements.

To estimate a possible influence of the QTDW on the mean flow, the force per unit mass due to its dissipation, represented through the divergence of the Eliassen-Palm (EP) flux has

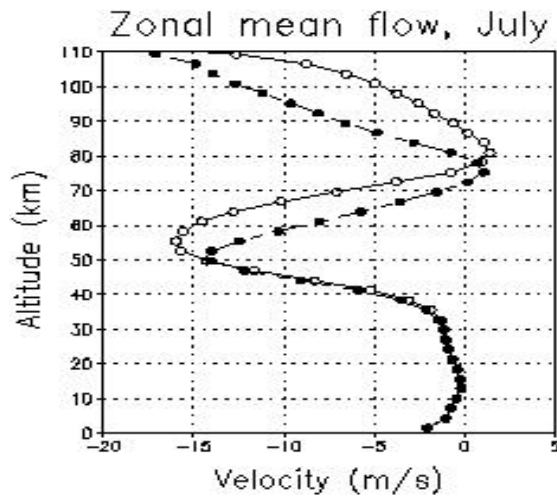


Fig. 3a: Equatorial zonal wind for regular (0.75 cm/s, bright line) and enhanced (1 cm/s, black line) GW amplitudes in the troposphere.

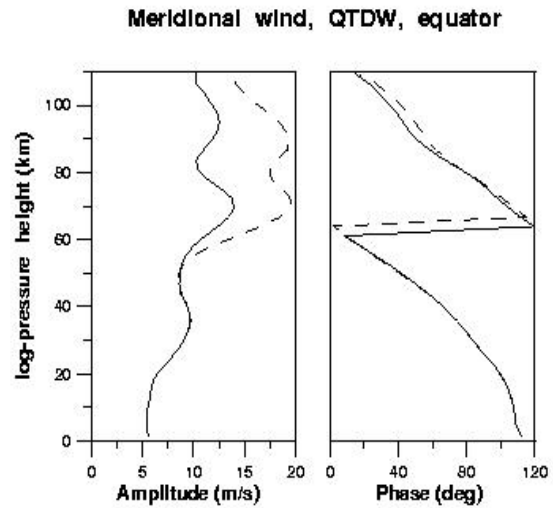


Fig. 3b: Amplitudes and Phases of the QTDW, solid line: regular GW, dashed line: enhanced GW.

been calculated (Fig. 5). This divergence of the EP-flux has to be equal zero if the disturbances are steady, linear, frictionless, and adiabatic in a purely zonal basic flow. As you can see, in the Northern Hemisphere the QTDW exerts a westward acceleration on the mean flow (negative divergence of EP flux) up to the MLT region.

That is what we expect from a westward traveling planetary wave. This forcing of the mean flow is stronger (about 12m/s/day) in cases with enhanced GW amplitudes (lower panel) than for regular GW amplitudes (upper panel).

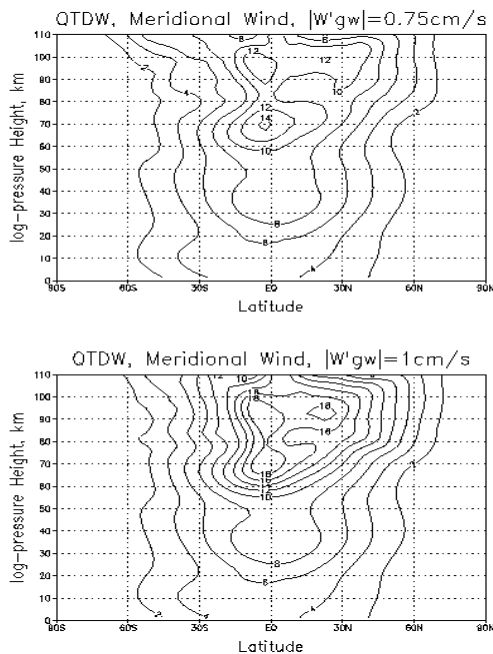


Fig. 4: Amplitudes of meridional wind perturbation for QTDW. Upper panel: regular, lower panel enhanced GW. Contour intervals are 2 m/s.

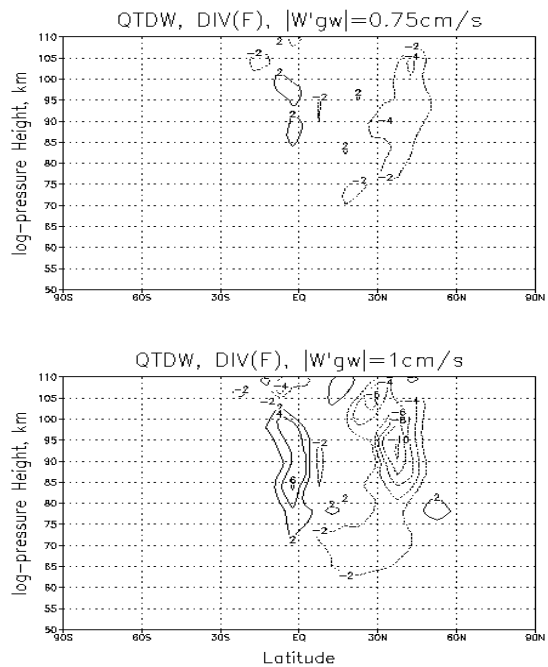


Fig. 5: Force per unit mass due to dissipation of QTDW (EP flux -divergence). Contour intervals are 2 m/s/day.

At equatorial latitudes in the middle and upper atmosphere the EP flux divergence is positive and the eastward acceleration of the mean flow amounts to about 6 m/s/day. The positive EP flux divergence can be explained by an interaction of the QTDW with other waves (tidal oscillations, SPW), which excites a set of secondary waves. These secondary waves propagate to the upper atmosphere and transfer their energy back to the QTDW. Another possible explanation of the QTDW forcing in the low-latitude MLT region (positive EP flux divergence) is a modulation of GW propagation by QTDW winds in the stratosphere. Modulated GWs dissipate in the upper atmosphere and produce secondary planetary waves with characteristics of the primary QTDW.

Fast and Ultra-fast Kelvin Waves

Kelvin waves are a striking feature of the equatorial atmosphere. These eastward traveling waves are bounded to equatorial latitudes and some of them are able to propagate upward to higher altitudes. Because of the excitation in the stratosphere due to convective disturbances in the troposphere the energy flux goes upward. We force our Kelvin waves at the lower boundary with calculated Hough-functions which are the eigenfunctions of Laplace' tidal equation. The so obtained latitudinal structure is inserted in the geopotential at the lower boundary, the same procedure as for the QTDW.

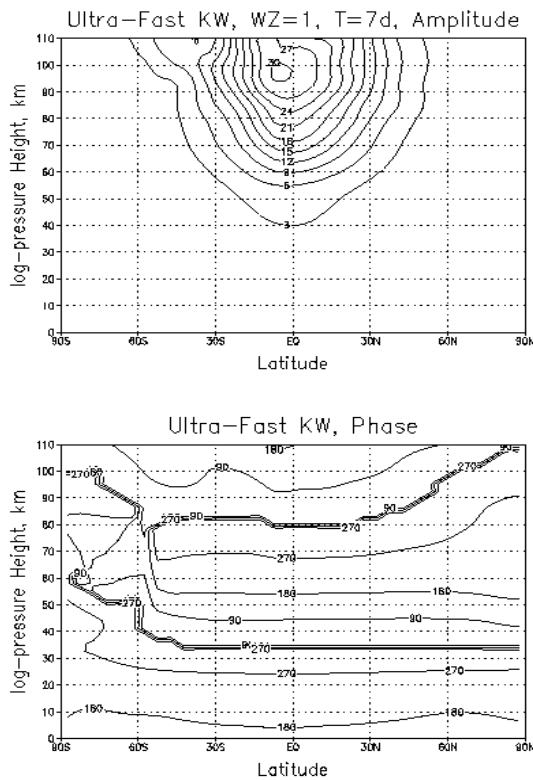


Fig. 6: Amplitude and Phase of UFKW. Contour intervals are 3 m/s for upper panel and 90° for lower panel.

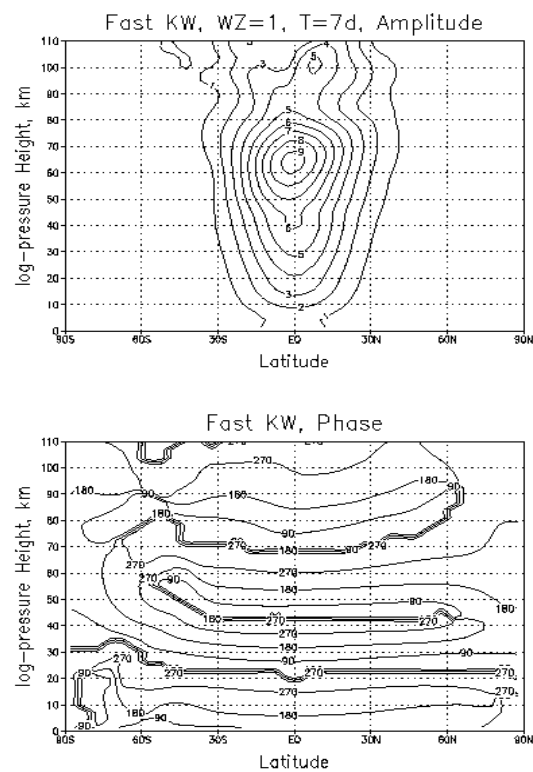


Fig. 7: As Fig. 6, but for FKW. Contour intervals are 1 m/s (upper panel) and 90° (lower panel).

Figs. 6 – 8 show the amplitudes and phases of the ultra-fast (UFWK, $T=3.5$ days) and fast (FKW, $T=7$ days) Kelvin waves with zonal wave number $m=1$, as well as latitude-height sections of the forcing per unit mass due to dissipation of these waves. Both waves are confined to equatorial latitudes, which is more strictly the case for the FKW than for the UFWK. The UFWK is able to propagate to the MLT region and has larger vertical wavelength (about 40 km) than the FKW has (about 25 km). These results are in good

agreement with predictions from the theory of equatorially trapped planetary waves (Lindzen, 1967).

The UFKW exerts a significant positive acceleration on the mean flow in the low-latitude MLT region. The calculated structure of the UFKW and the magnitude of EP flux divergence match well with the results of simulation obtained by Forbes (2000) using the Global Scale Wave Model.

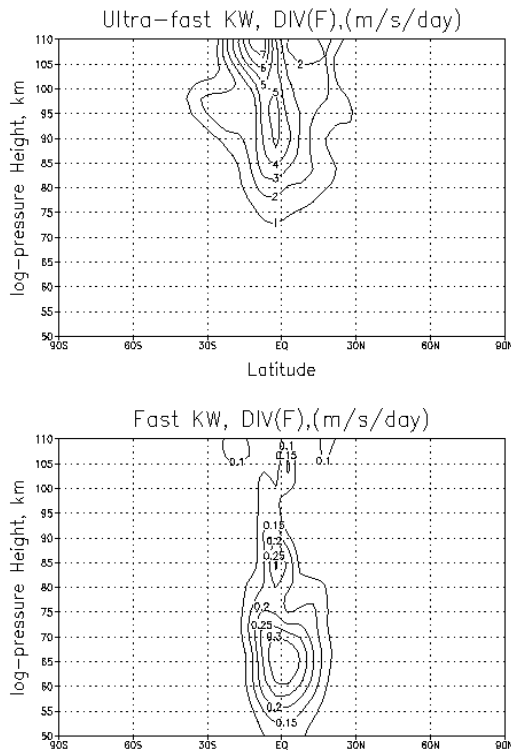


Fig. 8: As Fig. 5, but for the Kelvin waves. Contour intervals are 1 m/s/day.

different type has also been investigated. It was found that COMMA-LIM model is capable of reproducing these waves in a realistic manner, and may be used for the more detailed investigation of wave propagation, as well as their interaction with other waves and the mean flow.

Acknowledgements

This study was supported by BMBF under grant 07ATF10.

References

- Babadshanov, P.B., B.V. Kalchenko, B.L. Kashcheyev, and V.V. Fedynsky, Winds in the equatorial lower thermosphere (in russ.). *Proc. Acad. Sci. USSR*, **208**, 6, 1334-1337, 1973.
- Forbes, J.M., Wave coupling between the lower and upper atmosphere: case study of an ultra-fast Kelvin wave, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, **62**, 1603-1621, 2000.
- Fröhlich, K., A. Pogoreltsev and Ch. Jacobi, Tue 48 layer COMMA-LIM model – new aspects, Reports of the Institute for Meteorology, this issue, 2003.

Conclusions

The new version of COMMA-LIM is able to reproduce the global structures and propagation of different planetary waves in the middle atmosphere and may be used to investigate the wave-mean flow and wave-wave interactions, as well as the influence of GW the on these large-scale motions.

Results of analysis of QTDW propagation suggest that one of the reasons of the QTDW variability in the MLT region is the change of mean flow in the equatorial stratosphere, which is dependent on GW activity in the troposphere. It has, however, to be taken into account that the QTDW in these model runs has been forced at the lower model boundary, which not necessarily need to be realistic, if the wave is considered as an in situ middle atmosphere phenomenon. Additional investigation of the behaviour of such waves is necessary.

The propagation of Kelvin waves of

- Lange, M., Modellstudien zum CO₂-Anstieg und O₃-Abbau in der mittleren Atmosphäre und Einfluss des Polarwirbels auf die zonale Symmetrie des Windfeldes in der Mesopausenregion, Reports of the Institute for Meteorology 25, University of Leipzig, 121 pp., 2001.
- Lange, M., R. Schminder, Ch. Jacobi, F. Baier and G. Günther, Simulation of middle atmosphere winds and comparison with mesopause region wind measurements, *Adv. Space Res.*, **24**, 1527-1530, 1999.
- Jacobi, Ch., On the solar cycle dependence of winds and planetary waves as seen from midlatitude D1 LF mesopause region wind measurements, *Ann. Geophysicae*, **16**, 1534-1543, 1998.
- Jacobi, Ch., R. Schminder and D. Kürschner, The quasi two-day wave as seen from D1 LF wind measurements over Central Europe (52°N, 15°E) at Collm. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, **59**, 1277-1286, 1997.
- Jakobs, H.J., M. Bischoff, A. Ebel, P. Speth, Simulation of gravity wave effects under solstice conditions using a 3-D circulation model of the middle atmosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **48**, 1203-1223, 1986.
- Khattatov, B.V., M.A. Geller, V.A. Yudin, Diurnal Migrating tide as seen by high resolution Doppler imager/UARS, 1. Monthly mean global meridional winds, *J. Geophys. Res.*, **104**,D4, 4405-4422, 1997.
- Lindzen, R.S., Planetary waves on beta-plane, *Mon. Wea. Rev.*, **95**, 441-451, 1967.
- Mlyuzak, M., and S. Solomon, A detailed evaluation of the heating efficiency in the middle atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **98**, D6, 10517-10541, 1993.
- Muller, H.G., Long-period wind oscillations. *Phil. Trans. Roy. Soc.*, A272, 585 - 598, 1972.
- Pogoreltsev, A.I., Simulation of planetary waves and their influence on the zonally averaged circulation in the middle atmosphere, *Earth, Planets and Space*, **51**, 773-784, 1999.
- Swinbank, R., and D. Ortland: Compilation of wind data for the UARS atmospheric project. http://code916.gsfc.nasa.gov/Public/Analysis/UARS/urap/useful_publications.html

Address of Authors:

Kristina Fröhlich, Alexander Pogoreltsev, Christoph Jacobi
 Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig

The 48 Layer COMMA-LIM Model: Model description, new Aspects, and Climatology

K. Fröhlich, A. Pogoreltsev and Ch. Jacobi

Zusammenfassung

COMMA-LIM (Cologne Model of the Middle Atmosphere - Leipzig Institute for Meteorology) ist ein 3D-mechanistisches Gitterpunktsmodell, welches sich von ca. 0 bis 135 km in logarithmischen Druckkoordinaten $z = -H \ln(p/p_0)$ erstreckt, wobei $H=7$ km und p_0 den Referenzdruck am unteren Rand bezeichnet. Die vertikale Auflösung von COMMA-LIM wurde auf 48 Schichten erhöht. Zugleich wurde die Beschreibung des Strahlungsprozesses verbessert, zusammen mit den Beiträgen zur Temperaturbilanz durch atmosphärische Wellen und Turbulenz. Weitere Veränderungen betreffen die numerische Realisation der horizontalen Diffusion und des Filterproblems. Die Beschreibung ist unterteilt in den dynamischen Teil und die Strahlungsbeträge. Die jahreszeitlichen Klimatologien werden vorgestellt und diskutiert.

Summary

COMMA-LIM (Cologne Model of the Middle Atmosphere - Leipzig Institute for Meteorology) is a 3D-mechanistic gridpoint model extending up from 0 to 135 km with a logarithmic vertical coordinate $z = -H \ln(p/p_0)$, where $H=7$ km and p_0 is the reference pressure at lower boundary. The resolution of the 24 layer version has been increased to 48 layers and several improvements are made in the parameterisation of radiative processes, heating/cooling due to atmospheric waves and turbulence, as well as in the numerical realization of the horizontal diffusion and filtering. This description is divided into the section describing the changes in the dynamical part and the modifications in radiation routines. After all, the seasonal climatologies will be shown and discussed to demonstrate what the COMMA-LIM is capable of reproducing.

1 Dynamics

The prognostic equations for horizontal wind components and temperature are the Navier-Stokes and energy equations, respectively. Hydrostatic assumption and continuity equation are used for diagnosis (for details see Lange, 2001). As a lower boundary condition a zonally averaged geopotential height at 1000 hPa is included which was obtained from 11-year averaged monthly mean UKMO assimilated data. At the upper boundary the vertical velocity is set to zero. The Rayleigh friction and Newtonian cooling coefficients increase near the upper boundary to suppress the reflection of planetary waves and tides. The different contribution terms are improved, such as impacts due to atmospheric waves, ion drag and turbulence/diffusion.

1.1 Gravity Waves

The gravity wave (GW) parameterising scheme is based on the Lindzen approach, which states that wave breaking occurs when the isentropes first become vertical, with $\partial\theta/\partial z = 0$, thus implying a loss of static stability and the onset of turbulence and mixing [see also Andrews et al. (1987)]. This assumption is improved taking into account possible multiple breaking levels and wave propagation between layers where the wave is saturated, as well as heating/cooling effects due to GW dissipation. The parameterisation is based on an analytical solution (WKB approximation) of the vertical structure equation for the GW in the atmosphere with realistic arbitrary background wind and realistic radiative damping. The Eddy diffusion coefficient is estimated using the idea of GW breaking due to instability proposed by Lindzen (1981).

WKB solution

The linearized set of equations describing the propagation of GW can be written as follows:

$$-i\omega^+ u' - \frac{1}{k_x} \frac{\partial \omega^+}{\partial z} w' + ik_x \phi' = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \rho D \frac{\partial u'}{\partial z}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \phi'}{\partial z} = \theta' \frac{R}{H} \exp\left(-\frac{\kappa z}{H}\right), \quad (2)$$

$$ik_x u' + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \rho w' = 0, \quad (3)$$

$$-i\omega^+ \theta' + \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} w' = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \rho \frac{D}{Pr} \frac{\partial \theta'}{\partial z} - \alpha \theta', \quad (4)$$

where u' and w' are the perturbed horizontal (along the horizontal component of the wave vector) and vertical (positive) velocities, ϕ' is the gravity wave geopotential, and θ' is the perturbed potential temperature; $z = -H \ln(p/p_s)$ is the vertical coordinate, p_s is a standard reference pressure; $\omega^+ = \omega - k_x(\bar{u} \cos \vartheta + \bar{v} \sin \vartheta)$ is an intrinsic frequency of a gravity wave, k_x is the horizontal wave number, \bar{u} and \bar{v} are zonal and meridional components of the background wind, ϑ is the azimuth of GW propagation; D and α are the eddy diffusion and Newtonian cooling coefficients, H is the scale height, $\rho(z) = \rho_s \exp(-z/H)$ is a reference density; R is the gas constant for dry air, $\kappa = R/c_p$, c_p is the specific heat at constant pressure, and Pr is turbulent Prandtl number. Overbars denote the background values averaged over a wave period.

Without dissipation ($D = \alpha = 0$) the set of equations (1)-(4) can be reduced to one equation for the complex amplitude of the perturbed vertical velocity $W(z) = w'(x, z, t) \exp[-i(k_x x - \omega t)]$

$$\left[\frac{d^2}{dz^2} + \mathcal{L} \frac{d}{dz} + \mathcal{M} \right] W(z) = 0, \quad (5)$$

where

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{H}, \quad \mathcal{M} = \frac{N^2 k_x^2}{\omega^{+2}} - \frac{1}{H} \frac{1}{\omega^+} \frac{\partial \omega^+}{\partial z} - \frac{1}{\omega^+} \frac{\partial^2 \omega^+}{\partial z^2},$$

and $N^2 = R(\partial\bar{T}/\partial z + \kappa\bar{T}/H)/H$ is the Brunt- Väisälä frequency squared.

In the case of slowly varying media equation (5) has an approximate analytical solution, which can be written as follows (the so called WKB solution):

$$W(z) = W(0)[k_z(0)/k_z(z)]^{1/2} e^{\pm i \int_0^z k_z(z') dz'} e^{-\frac{1}{2} \int_0^z \mathcal{L}(z') dz'}, \quad (6)$$

where the vertical wavenumber squared is:

$$k_z^2 = \mathcal{M} - \frac{1}{4} \mathcal{L}^2 - \frac{1}{2} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial z}.$$

One can show that if $\omega > 0$, the upper sign (plus) in solution (6) corresponds to the downward and the lower one (minus) to the upward propagating GWs.

First order correction due to dissipative terms

Assuming that dissipation is weak, we can obtain a first order correction to solution (6). To apply the perturbation theory, we introduce small parameters and reduce the initial set of equations into nondimensional form. Assuming that $k_z \gg 1/H$ (Lindzen, 1981), the initial set of equations (1)-(4) can be written as follows

$$(\varepsilon_u - i\tilde{\omega}^+) \tilde{u} - \frac{1}{\tilde{k}_x} \frac{\partial \tilde{\omega}^+}{\partial \zeta} \tilde{w} + i\tilde{k}_x \tilde{\phi} = 0, \quad (7)$$

$$\frac{d\tilde{\phi}}{d\zeta} = \frac{R\bar{T}}{gH} \tilde{\theta}, \quad (8)$$

$$i\tilde{k}_x \tilde{u} + \left(\frac{d}{d\zeta} - 1\right) \tilde{w} = 0, \quad (9)$$

$$(\varepsilon_t - i\tilde{\omega}^+) \tilde{\theta} + \frac{gH}{R\bar{T}} \tilde{N}^2 \tilde{w} = 0, \quad (10)$$

where $\varepsilon_u = Dk_z^2/\omega$ and $\varepsilon_t = (Dk_z^2/Pr + \alpha/\omega)$ are small parameters; $\zeta = z/H$ is the nondimensional height; $\tilde{\omega}^+ = \omega^+/\omega$, $\tilde{k}_x = k_x H$, $\tilde{N}^2 = N^2/\omega^2$, g is the acceleration due to gravity; and we introduce the following nondimensional amplitudes of perturbations

$$\begin{aligned} \tilde{u}(\zeta) &= \frac{\omega u'}{g} \exp[-i(k_x x - \omega t)], & \tilde{w}(\zeta) &= \frac{\omega w'}{g} \exp[-i(k_x x - \omega t)], \\ \tilde{\phi}(\zeta) &= \frac{\phi'}{gH} \exp[-i(k_x x - \omega t)], & \tilde{\theta}(\zeta) &= \frac{\theta'}{\theta} \exp[-i(k_x x - \omega t)]. \end{aligned}$$

Eliminating $\tilde{\theta}$ using (8) and (10), we obtain the perturbed energy equation in terms of the geopotential perturbation

$$(\varepsilon_t - i\tilde{\omega}^+) \frac{d\tilde{\phi}}{d\zeta} + \tilde{N}^2 \tilde{w} = 0. \quad (11)$$

Solving (7) with respect to $\tilde{\phi}$ and using the linearized continuity equation (9) to eliminate \tilde{u} , we obtain

$$\tilde{\phi} = i \frac{\tilde{\omega}^+}{\tilde{k}_x^2} \left[\left(1 + \frac{i\varepsilon_u}{\tilde{\omega}^+}\right) \left(\frac{d}{d\zeta} - 1\right) - \frac{1}{\tilde{\omega}^+} \frac{\partial \tilde{\omega}^+}{\partial \zeta} \right] \tilde{w}. \quad (12)$$

Accounting that $\tilde{k}_z = k_z H \gg 1$ and zero order solution (6), we can rewrite (12) as follows

$$\tilde{\phi} = i \frac{\tilde{\omega}^+}{\tilde{k}_x^2} \left(\frac{d}{d\zeta} - 1 - \frac{1}{\tilde{\omega}^+} \frac{\partial \tilde{\omega}^+}{\partial \zeta} \right) \tilde{w} + \frac{i \varepsilon_u \tilde{k}_z}{\tilde{k}_x^2} \tilde{w}. \quad (13)$$

The first order solution of (11) with respect to $d\tilde{\phi}/d\zeta$ can be written as follows:

$$\frac{d\tilde{\phi}}{d\zeta} = -i \frac{\tilde{N}^2}{\tilde{\omega}^+} \left(1 - \frac{i \varepsilon_t}{\tilde{\omega}^+} \right) \tilde{w}. \quad (14)$$

Eliminating $\tilde{\phi}$ in (14) using (13), we obtain

$$\left(\frac{d^2}{d\zeta^2} - \frac{d}{d\zeta} + \frac{\tilde{N}^2 \tilde{k}_x^2}{\tilde{\omega}^{+2}} - \frac{1}{\tilde{\omega}^+} \frac{\partial \tilde{\omega}^+}{\partial \zeta} - \frac{1}{\tilde{\omega}^+} \frac{\partial^2 \tilde{\omega}^+}{\partial \zeta^2} \right) \tilde{w} + \frac{\varepsilon_u \tilde{k}_z}{\tilde{\omega}^+} \frac{d\tilde{w}}{d\zeta} - \frac{i \varepsilon_t \tilde{N}^2 \tilde{k}_x^2}{\tilde{\omega}^{+3}} \tilde{w} = 0. \quad (15)$$

To obtain the differential equation with real coefficients, we have to rearrange the last term in (15). Accounting that $\tilde{k}_z \approx \tilde{N} \tilde{k}_x / \tilde{\omega}^+ \gg 1$ and using the zero order solution (6), we can write the last term in (15) as follows:

$$-\frac{i \varepsilon_t \tilde{N}^2 \tilde{k}_x^2}{\tilde{\omega}^{+3}} \tilde{w} = \frac{\varepsilon_t \tilde{N}^2 \tilde{k}_x^2}{\tilde{\omega}^{+3} \tilde{k}_z} \frac{d\tilde{w}}{d\zeta} = \frac{\varepsilon_t \tilde{k}_z}{\tilde{\omega}^+} \frac{d\tilde{w}}{d\zeta}. \quad (16)$$

Comparison between the equations of the first order (15) and zero order (5) with accounting of (16) shows that the dissipative terms only change the expression for \mathcal{L} , which in dimensional form can be written as follows:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{H} + \frac{(\varepsilon_u + \varepsilon_t) k_z}{\omega^+} = -\frac{1}{H} + \frac{D(1 + 1/Pr) k_z^3}{\omega^+} + \frac{\alpha k_z}{\omega^+}. \quad (17)$$

Accounting $k_z \approx N k_x / \omega^+$, we obtain that the dissipative terms in (17) tend to infinity when ω^+ tends to zero, i.e., near a critical level. The perturbation approach is applicable only if these dissipative terms are small in comparison with $1/H$. Usually, an upward propagating GW does not reach the critical level due to breaking or overturning in result of convective instability (see the next paragraph). Nevertheless, in numerical realization we assume that the wave is near a critical level if $\alpha k_z / \omega^+ = O(1/H)$.

Breaking of GWs due to convective instability

Linearized theory is known to give a reasonable representation of even large-amplitude waves observed in the upper atmosphere. It is also used to estimate limits on the maximum amplitudes that such waves can attain (Hodges, 1967, 1969; Lindzen 1968, 1981). Wave overturning (or breaking) due to convective instability occurs if the wave amplitude exceeds a certain limit. In terms of the perturbed potential temperature the breaking condition is $|\partial\theta'/\partial z| \geq \partial\bar{\theta}/\partial z$. This creates a convectively unstable situation and a transition from laminar to turbulent regime. To investigate the situation using the obtained analytical solution, we express this condition in terms of the perturbed vertical velocity. Equation (4) without dissipative terms and taking into account that in equation (6) the exponential term with integral of k_z is the strongest, gives the following approximate relation for breaking conditions

$$\left| \frac{\partial\theta'}{\partial z} \right| / \frac{\partial\bar{\theta}}{\partial z} = \frac{k_z |w'|}{\omega^+} \geq 1. \quad (18)$$

Assuming that eddy diffusion limits the further increase in wave amplitude with height, we obtain the saturation condition in the following form

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{k_z |w'|}{\omega^+} \right) = 0. \quad (19)$$

Using solution (6), $k_z = k_x N / \omega^+$, and the first order solution for \mathcal{L} (17), we obtain

$$\frac{1}{2H} - \frac{D(1 + 1/Pr)k_z^3}{2\omega^+} - \frac{\alpha k_z}{2\omega^+} - \frac{3}{2} \frac{1}{\omega^+} \frac{\partial \omega^+}{\partial z} = 0. \quad (20)$$

Solving (20) with respect to the eddy diffusion coefficient D and using $k_z = k_x N / \omega^+$, we obtain (Schoeberl et al., 1983)

$$D = \frac{\omega^{+4}}{k_x^3 N^3 (1 + 1/Pr)} \left(\frac{1}{H} - \frac{\alpha k_z}{\omega^+} - 3 \frac{1}{\omega^+} \frac{\partial \omega^+}{\partial z} \right). \quad (21)$$

Mean flow acceleration due to dissipation and/or breaking of GWs

Under breaking conditions GWs accelerate the mean flow due to vertical divergence of the horizontal momentum flux. Usually, following the suggestions by Lindzen (1981), this forcing per unit mass is calculated using the obtained expressions for D (21) and \mathcal{L} (17) and assuming that GWs are under breaking condition everywhere above the first breaking level (Schoeberl et al., 1983; Holton and Zhu, 1984; Hunt, 1986; Jakobs et al., 1986). However, the background wind can substantially influence the propagation conditions of GWs (Pogoreltsev and Pertsev, 1996) and we have to expect the wave overturning only in some layers where the breaking condition is satisfied (Akmaev, 2001). Especially this is important when the "mean" flow includes large-scale atmospheric waves with a short vertical wavelength (for instance, at low latitudes in the MLT region, where the diurnal tide and sometimes Kelvin waves have substantial amplitudes). To take into account such possibility, we consider the divergence of the horizontal momentum flux. The forcing per unit mass due to this divergence can be written using equation (3) and solution (6) as follows

$$a = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho \overline{u'w'}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho \frac{k_z \overline{w'^2}}{k_x} \right) = \frac{|w'|^2 k_z}{2k_x} \left(\mathcal{L} + \frac{1}{H} \right), \quad (22)$$

accounting being taken that $w'^2 = 0.5|w'|^2$. Equation (22) shows that without dissipation ($\mathcal{L} = -1/H$) the GWs do not accelerate the mean flow. Using the first order solution for \mathcal{L} (17), we obtain

$$a = \frac{|w'|^2 k_z^2}{2k_x \omega^+} [D(1 + 1/Pr)k_z^2 + \alpha]. \quad (23)$$

Substituting $|w'|_b = \omega^+ / k_z$ (amplitude of the vertical velocity perturbation at breaking level) and eddy diffusion coefficient D (21) in (23), we obtain the explicit expression for the forcing per unit mass, which usually has been used to calculate the GW drag in general circulation models (Schoeberl et al., 1983; Holton and Zhu, 1984; Hunt, 1986; Jakobs et al., 1986) with the Lindzen (1981) parameterisation

$$a = \frac{\omega^+}{2k_x} \left[\frac{\omega^{+2}}{k_x N} \left(\frac{1}{H} - \frac{\alpha k_z}{\omega^+} - 3 \frac{1}{\omega^+} \frac{\partial \omega^+}{\partial z} \right) + \alpha \right] \approx \frac{\omega^{+3}}{2k_x^2 N} \left(\frac{1}{H} - 3 \frac{1}{\omega^+} \frac{\partial \omega^+}{\partial z} \right). \quad (24)$$

However, as is noted above, this parameterisation assumes that GWs are under breaking condition everywhere above the first breaking level. To apply the Lindzen-type parameterisation of the GW drag to background conditions with a strong variability of zonal and meridional winds with altitude, we follow the suggestions by Akmaev (2001). Stepping up from a given height level z , it is sufficient to calculate $|w'(z + \Delta z)|$ using the WKB solution (6) with \mathcal{L} taking into account some background dissipation (radiative damping in our case). The second integral in the right-hand part of (6) can be estimated using the simplest quadrature formula (Gavrilov, 1990). $|w'(z + \Delta z)|$ is next compared with the breaking value $|w'|_b = \omega^+/k_z$. If $|w'(z + \Delta z)|$ exceeds $|w'|_b$, then it is reset to $|w'|_b$, the GW assumed to break between z and $z + \Delta z$, and the forcing per unit mass (22) is calculated by finite differences

$$a(z + \Delta z/2) = \frac{1}{2k_x} \left[\frac{k_z(z + \Delta z)|w'(z + \Delta z)|^2 + k_z(z)|w'(z)|^2}{2H} - \frac{k_z(z + \Delta z)|w'(z + \Delta z)|^2 - k_z(z)|w'(z)|^2}{\Delta z} \right]. \quad (25)$$

Otherwise, the wave is assumed to propagate free of breaking and acceleration of the mean flow is conditioned only by radiative damping of GWs. It should be noted that in practice the GW levels are situated between the levels of the COMMA-LIM model, and accelerations in zonal and meridional directions are calculated as follows

$$a_\lambda = a \cos \vartheta, \quad a_\vartheta = a \sin \vartheta,$$

where ϑ is the azimuth of GW propagation.

Using $|w'(z_k)|$, we can estimate more correctly the eddy diffusion coefficient. One can obtain from solution (6) the following relation:

$$\frac{\partial}{\partial z} \ln(k_z^{1/2}|w'|) = -\mathcal{L}/2. \quad (26)$$

Substituting \mathcal{L} (17) into (26) and solving the obtained equation with respect to D , we obtain

$$D = \frac{\omega^+}{k_z^3(1 + 1/Pr)} \left[\frac{1}{H} - \frac{\alpha k_z}{\omega^+} - 2 \frac{\partial}{\partial z} \ln(k_z^{1/2}|w'|) \right], \quad (27)$$

which will be used to estimate the cooling/heating contribution of the GWs. To calculate $D(z_k + \Delta z/2)$, i.e., at the COMMA-LIM levels, the ω^+ and k_z averaged over GW levels z_k are used, and the last term in (27) is calculated by finite differences.

Heating/cooling of the atmosphere by GWs

Accounting that in log-pressure coordinates $\bar{T} = \bar{\theta} \exp(-\kappa z/H)$, the thermodynamic equation can be written in terms of the background temperature (Schoeberl et al., 1983)

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \bar{\mathbf{V}} \cdot \nabla \bar{T} + \bar{w} \frac{\kappa \bar{T}}{H} = -\frac{\bar{T}}{\bar{\theta}} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\overline{\rho w' \theta'}) + \frac{\bar{T}}{\bar{\theta}} \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial}{\partial z} (\rho c_p \frac{D}{Pr} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}) + \bar{Q} - \bar{C}, \quad (28)$$

where \bar{Q} and \bar{C} are the mean heating and cooling per unit mass, respectively. Later the overbars denoting the background state will be omitted. The first term in the right-hand side of equation (28) describes the heating/cooling effects due to GW dissipation.

Accounting that $\theta'/\theta = T'/T$, we obtain in terms of the heat flux:

$$-\frac{T}{\theta\rho}\frac{\partial}{\partial z}(\overline{\rho w'\theta'}) = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial z}(\overline{\rho w'T'}) - \frac{\kappa}{H}\overline{w'T'}. \quad (29)$$

Using the zero order solution for GWs and equation (4) we can obtain the following expression:

$$\frac{\overline{w'\theta'}}{\theta} = \frac{\overline{w'T'}}{T} = -(\alpha + Dk_z^2/Pr)\left(\frac{1}{\theta}\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)^{-1}\frac{\overline{\theta'^2}}{\theta^2} = -\frac{(\alpha + Dk_z^2/Pr)}{2}\left(\frac{1}{\theta}\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)^{-1}\frac{|\theta'^2|}{\theta^2}. \quad (30)$$

Taking into account the polarisation relation between θ' and w' [zero order solution of equation (4)], we obtain

$$\left(\frac{1}{\theta}\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)^{-1}\frac{|\theta'^2|}{\theta^2} = \frac{1}{\omega^2}\frac{1}{\theta}\frac{\partial\theta}{\partial z}|w'|^2, \quad (31)$$

and the heat flux in terms of the vertical velocity perturbation can be written as follows

$$\overline{w'T'} = -\frac{HN^2(\alpha + Dk_z^2/Pr)}{2R\omega^2}|w'|^2 \approx -\frac{Hk_z^2(\alpha + Dk_z^2/Pr)}{2Rk_x^2}|w'|^2, \quad (32)$$

accounting being taken that

$$\frac{1}{\theta}\frac{\partial\theta}{\partial z} = \frac{H}{RT}N^2.$$

The dissipative GW deposits energy in the atmosphere, and in the presence of a wind shear the energy conservation equation for GW can be written as follows (Plumb, 1983):

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{F} = \frac{\rho}{k_x}\frac{\partial\omega^+}{\partial z}\overline{u'w'} - S_{GW}, \quad (33)$$

where

$$E = \frac{\rho}{2}[\overline{u'^2} + N^2\left(\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)^{-2}\overline{\theta'^2}],$$

$$\mathbf{F} = \rho\overline{\mathbf{V}'\phi'} - \mathbf{i}_z\rho D\left[u'\frac{\partial u'}{\partial z} + \frac{N^2}{Pr}\left(\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)^{-2}\theta'\frac{\partial\theta'}{\partial z}\right],$$

and \mathbf{i}_z is the unit vector along the vertical coordinate. The first term in the right-hand side of (33) is the conversion of GW kinetic energy to the kinetic energy of the mean state. The nonconservative sink term S_{GW} describes the loss of the GW energy due to dissipation and can be written as follows

$$S_{GW} = N^2\left(\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)^{-2}\left[\rho\frac{D}{Pr}\left(\frac{\partial\theta'}{\partial z}\right)^2 + \alpha\rho\overline{\theta'^2}\right] + \rho D\left(\frac{\partial w'}{\partial z}\right)^2. \quad (34)$$

Using polarisation relations of GWs [equations (3)-(4) without dissipative terms] and taking into account that

$$k_z \gg 1/H, \quad \overline{\left(\frac{\partial\theta'}{\partial z}\right)^2} = 0.5\text{Re}\left[\frac{\partial\theta'}{\partial z}\left(\frac{\partial\theta'}{\partial z}\right)^*\right] \approx 0.5k_z^2|\theta'|^2,$$

where $*$ denotes a complex conjugate value, we obtain

$$S_{GW} = \frac{\rho}{2} \left[\frac{N^2}{\omega^{+2}} \left(\alpha + \frac{Dk_z^2}{Pr} \right) + \frac{Dk_z^4}{k_x^2} \right] |w'|^2 \approx \frac{\rho N^2 [\alpha + Dk_z^2 (1/Pr + 1)]}{2\omega^{+2}} |w'|^2, \quad (35)$$

or in terms of the heat flux [see (32)]

$$S_{GW}/\rho c_p = - \left(1 + \frac{D}{\alpha + Dk_z^2/Pr} \right) \frac{\kappa}{H} \overline{w'T'}. \quad (36)$$

Comparison between (36) and (29) shows that the last term in the right-hand side of (29) can be interpreted as the local heating rate due to conversion of the potential energy provided by GW dissipation into heat [see also (34) and (35)]. This term appears in (28) explicitly. The second term in the right-hand side of (36) describes the mechanical energy provided by GW dissipation. Some part of this energy is lost through production of turbulence and/or other waves that remove energy from the region considered. The remaining mechanical energy will be converted into heat (Schoeberl et al., 1983; Medvedev and Klaassen, 2002), and we have to introduce the corresponding heating term into the right-hand side of (28). Finally, the total heating rate due to GW dissipation can be written as follows:

$$Q_{GW} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho \overline{w'T'}) - \left(1 + e_{wh} \frac{D}{\alpha + Dk_z^2/Pr} \right) \frac{\kappa}{H} \overline{w'T'}, \quad (37)$$

where $e_{wh} \leq 1$ is an efficiency of the mechanical energy conversion into heat. It should be noted that without dissipation $\overline{w'\theta'} = \overline{w'T'} = 0$ [see (32)] and GWs do not interact with the mean state.

Gravity waves are given at each horizontal gridpoint in the troposphere (at an altitude of about 7 km with 6 different phase speeds from 5 to 30 m/s and 8 azimuth angles of propagation from 0° to 315°). The amplitudes of the perturbed vertical velocity are chosen equal to 0.75 cm/s and horizontal wavelenghts are fixed at 300 km. For the Newtonian cooling coefficient we use the parameterisation of radiative damping rate given by Zhu (1993).

1.2 Solar Tides and Planetary Waves

Solar tides are generated in the model directly by absorption of radiation (see next section). A set of stationary (with zonal wave number $m=1, 2$) and travelling (the Rossby normal-mode and Kelvin waves) planetary waves can now be introduced into COMMA-LIM at the lower boundary. For stationary planetary waves for each month 11-year averaged monthly mean UKMO assimilated data are included in the geopotential height field at 1000 hPa. This gives really different lower boundary conditions for each season and is one of the main reasons for different summer and winter pictures in each hemisphere which otherwise will be approximately mirrored. To include travelling Rossby and Kelvin waves, the corresponding Hough functions are calculated (Swarztrauber and Kasahara, 1985) and these waves are added to the geopotential height at the lower

boundary after switching on the forcing.

Heating of the atmosphere due to dissipation of the resolved motions

The resolved waves (solar tides and planetary waves) and mean flow deposite a mechanical energy in the atmosphere due to dissipation by molecular and turbulent viscosity, ion drag and Rayleigh friction. A part of this energy is lost through radiation and/or generation of other waves. The remaining energy has to be converted into heat. The viscous term in the energy balance equation can be separated into the "flux" and "dissipative" (always negative) parts. The loss of energy ("dissipative" part) can be written as follows

$$\varepsilon_v = -\frac{\mu}{\rho} \left(\frac{H}{H_T}\right)^2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2 \right], \quad (38)$$

where the dynamic viscosity $\mu = \mu_m + \rho\nu_e$, μ_m is the dynamic molecular viscosity, and ν_e is the kinematic eddy viscosity. The molecular viscosity coefficient μ_m is calculated using the thermal conduction coefficient K_m by Eucken formula derived from kinetic theory (Forbes and Garrett, 1979)

$$\mu_m = \frac{K_m}{0.25(9c_p - 5c_v)}, \quad (39)$$

where c_v is the specific heat at constant volume.

The losses of energy due to ion drag and Rayleigh friction can be presented in the following form

$$\varepsilon_{fr} = -\beta_{r\lambda}u^2 - \beta_{r\varphi}v^2, \quad (40)$$

where $\beta_{r\lambda}$ and $\beta_{r\varphi}$ are the combined ion drag and Rayleigh friction coefficients in the zonal and meridional momentum equation, respectively.

The most part of this mechanical energy has to be converted into heat and we have to include an additional heating term in the thermodynamic equation:

$$Q_M = -e_M(\varepsilon_v + \varepsilon_{fr})/c_p, \quad (41)$$

where e_M is the efficiency of the mechanical energy conversion into heat for the resolved waves and the mean flow. In the present study $e_M = 1$ has been used.

1.3 Cooling/heating of the atmosphere by turbulence and molecular thermal conduction

Accounting the temperature stratification of the atmosphere, the second term in the right-hand side of the thermodynamic equation (28) can be written as follows

$$\frac{T}{\theta} \frac{H}{H_T} \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho c_p \frac{D}{Pr} \frac{H}{H_T} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) = \frac{H}{H_T} \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho K_h \left(\frac{H}{H_T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \right) \right] + \frac{\kappa K_h}{c_p H_T} \left(\frac{H}{H_T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \right), \quad (42)$$

where $H = const$ and $H_T(z) = RT/g$ is the scale height for the atmosphere with a stratification of the temperature; $K_h = c_p D/Pr$ is the coefficient of turbulent

thermal conduction. It should be noted that there are several sources of turbulence, for instance, shear instability of the mean flow, breaking of solar tides and planetary waves. It means that in general $K_h \neq c_p D / Pr$, where D is the eddy diffusion coefficient conditioned by the GW breaking. In practice we suggest to use the eddy diffusion coefficient D (27) only to calculate the heating/cooling rate due to GW breaking, but in the thermodynamic equation to use $K_h(z) = c_p \nu_e(z) / Pr$, where the kinematic eddy viscosity $\nu_e(z)$ is given by an analytical formula. We assume that turbulence in the middle atmosphere is generated within relatively thin layers, and the effective eddy heat exchange is weaker than eddy transport of momentum, i.e., $Pr > 1$ (Coy and Fritts, 1988; Gavrilov and Yudin, 1992). In the present study we accept $Pr = 3$.

The heating term Q in (28) contains also the heating per unit mass due to dissipation of the turbulent energy ε_d / c_p (Izakov, 1978), and we can write the thermodynamic equation (28) in the following form

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla T + w \frac{\kappa T}{H} = -\frac{H}{H_T} \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial q_t}{\partial z} + \frac{\varepsilon_b + \varepsilon_d}{c_p} + Q - C, \quad (43)$$

where the turbulent flux of heat q_t and work against the buoyancy force ε_b are written as follows:

$$q_t = -\rho K_h \left(\frac{H}{H_T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \right), \quad \varepsilon_b = \frac{g}{T} \frac{K_h}{c_p} \left(\frac{H}{H_T} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \right).$$

To estimate the role of the heating due to dissipation of the turbulent energy ε_d , we consider the balance equation of the turbulent energy (Monin and Yaglom, 1975)

$$\frac{de_t}{dt} = \varepsilon_s - \varepsilon_b - \varepsilon_d = (1 - Ri_f) \varepsilon_s - \varepsilon_d, \quad (44)$$

where e_t is the turbulent energy per unit mass, ε_s is the source of turbulent energy due to shear instability of the mean flow, and $Ri_f = \varepsilon_b / \varepsilon_s$ is the dynamical (or flux) Richardson number (see Izakov, 1978). Under steady-state conditions $de_t/dt = 0$ we obtain

$$\varepsilon_d = \frac{1 - Ri_{fc}}{Ri_{fc}} \varepsilon_b, \quad (45)$$

where the critical flux Richardson number $Ri_{fc} = 1 - \varepsilon_d / \varepsilon_s$. In this case the thermodynamic equation can be written as follows:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla T + w \frac{\kappa T}{H} = -\frac{H}{H_T} \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial q_t}{\partial z} + \frac{\varepsilon_b}{c_p Ri_{fc}} + Q - C. \quad (46)$$

Under stable stratification the divergence of the turbulent heat flux produces the cooling of the atmosphere, and equation (42) shows that the relative role of cooling/heating due to turbulence depends on the value of the critical flux Richardson number. It seems that introducing Ri_{fc} is simply some kind of manipulation, nevertheless, it is useful to use this number as a free tunable parameter in a numerical simulation. Measurements show that for the Earth's thermosphere $0.2 \leq Ri_{fc} \leq 0.6$ (Izakov, 1978).

Following Gavrilov and Shved (1975), Ebel (1984) proposed to include into the turbulence energy equation the additional source ε_w and sink ε_c terms, which are conditioned by production of turbulence due to GW breaking and conversion of turbulent energy into the energy of regular motions (for instance, the generation of other waves). In this case we can also introduce the generalized Richardson number as $Ri_f^* = \varepsilon_b/(\varepsilon_s + \varepsilon_w - \varepsilon_c)$ and use Ri_{fc}^* obtained from steady-state conditions instead of Ri_{fc} . This suggestion assumes that the loss of GW energy due to dissipation and/or breaking will be converted into heat through the generation of turbulent motions and we have to put the efficiency of GW heating $e_{wh} = 0$. However, in practice of numerical simulation, to investigate separately the heating/cooling effects of GW breaking and turbulence, it is more useful to have two tunable parameters e_{wh} and Ri_{fc} . It should be noted that in general these parameters are not independent (decrease in e_{wh} leads to a decrease in Ri_{fc}), but this dependence is not well defined because there are different sources of atmospheric turbulence (shear instability, GW breaking, breaking of resolved waves and so on), and a part of the turbulent energy can be converted into the energy of mean or wave motions. In the present simulations $e_{wh} = 0.3$ and $Ri_{fc} = 0.6$ have been used.

In the thermosphere the molecular thermal conduction plays an important role, and we have to replace q_t in (42) by $q = q_t + q_m$, where the molecular flux of heat q_m can be presented as follows:

$$q_m = -K_m \frac{H}{H_T} \frac{\partial T}{\partial z},$$

K_m is the molecular thermal conduction coefficient, which is calculated by a semiempirical formula (Forbes and Garrett, 1979) $K_m = K_{m0} T^{2/3} / M$, where $K_{m0} = 0.015 \text{ JK}^{-1} \text{ m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ and M is the mean molecular weight in atomic mass units.

1.4 Parameterisation of the horizontal turbulent diffusion

To smooth the subgrid-scale motions, instead of the Shapiro-Filter we now use the parameterisation of the horizontal turbulent diffusion suggested by Marchuk et al. (1984). In the simplest form the terms describing horizontal diffusion in the zonal and meridional momentum equations can be written as follows:

$$F_u^H = \frac{K_H}{a^2 \cos^2 \varphi} \left[\frac{\partial^2 u}{\partial \lambda^2} + \frac{\partial}{\partial \varphi} \cos^3 \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{u}{\cos \varphi} \right) - 2 \sin \varphi \frac{\partial v}{\partial \lambda} \right], \quad (47)$$

$$F_v^H = \frac{K_H}{a^2 \cos^2 \varphi} \left[\frac{\partial^2 v}{\partial \lambda^2} + \frac{\partial}{\partial \varphi} \cos^3 \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{v}{\cos \varphi} \right) + 2 \sin \varphi \frac{\partial u}{\partial \lambda} \right], \quad (48)$$

where K_H is the coefficient of the horizontal diffusion. The corresponding term in the energy equation is the following:

$$F_T^H = \frac{K_H}{a^2 \cos^2 \varphi} \left[\frac{\partial^2 T}{\partial \lambda^2} + \cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\cos \varphi \frac{\partial T}{\partial \varphi} \right) \right]. \quad (49)$$

In our simulation we use the height dependent coefficient of the horizontal diffusion

$$K_H(z) = [1.25 + 0.75 \tanh(\frac{z - z_0}{20})]10^6 \text{ m}^2\text{s}^{-1}, \quad (50)$$

where z is the altitude in kilometers and $z_0=40$ or 60 km (strong or weak coefficient of the horizontal diffusion in the stratosphere).

Additionally, to suppress the motions with small (unresolved) vertical scales, we introduce a weak vertical bi-harmonic diffusion in the model, which practically does not influence the considered large-scale waves and mean flow.

1.5 Ion drag, Lorentz deflection, and Rayleigh friction terms

In the lower thermosphere (dynamo-region of the ionosphere) interaction between the ionised and neutral components can substantially influence the large-scale neutral gas motions. To take into account this interaction, we have to include the electromagnetic force $c^{-1}[\mathbf{j} \times \mathbf{B}]$ into the momentum equation, where c is the speed of light, \mathbf{B} is the geomagnetic field, and electric current density \mathbf{j} can be presented as follows:

$$\mathbf{j} = \sigma_0(\mathbf{E}' \cdot \mathbf{B})\mathbf{B}/B_0^2 + \sigma_1\mathbf{B} \times \mathbf{E}' \times \mathbf{B}/B_0^2 + \sigma_2\mathbf{B} \times \mathbf{E}'/B_0, \quad (51)$$

where $\mathbf{E}' = \mathbf{E} + c^{-1}[\mathbf{V} \times \mathbf{B}]$; σ_0 , σ_1 , and σ_2 are parallel, Pedersen, and Hall conductivities, respectively. Assuming $\mathbf{E}=0$ (consideration of the electrostatic electric field is out of scope of the present paper) and using the geomagnetic field in the form of magnetic dipole $\mathbf{B} = B_0\{0, \cos \varphi/(1 + 3 \sin^2 \varphi)^{1/2}, -2 \sin \varphi/(1 + 3 \sin^2 \varphi)^{1/2}\}$, we obtain the ion drag and Lorentz deflection terms, which can be presented as additional Rayleigh friction coefficients in the zonal and meridional momentum equations and correction to the Coriolis term, respectively

$$\beta_{r\lambda} = \beta_r + \frac{\sigma_1 B_0^2}{\rho c^2}, \quad \beta_{r\varphi} = \beta_r + \frac{\sigma_1 B_z^2}{\rho c^2}, \quad (52)$$

and

$$2\Omega \sin \varphi \quad - > \quad (2\Omega - \frac{\sigma_2 B_0 B_z}{\rho c^2}) \sin \varphi. \quad (53)$$

Daily averaged profiles of Pedersen and Hall conductivities are calculated as averaged over low latitudes ($-45^0 \leq \varphi \leq 45^0$) using empirical models of the thermosphere and ionosphere and standard expressions for collision frequencies (Pogoreltsev, 1996). The calculated profiles of ion drag and Lorentz deflection terms are interpolated to pressure levels using the geopotential height.

The background Rayleigh friction coefficient β_r is introduced to parameterise the loss of energy due to nonlinear interaction of the mean flow and resolved waves with other waves, which are not taken into consideration. The role of the nonlinear processes increases with altitude (McLandress, 2002), and we use the following analytical formula to account this effect

$$\beta_r(z) = [1.25 + 0.75 \tanh(\frac{z - z_0}{20})]10^{-6} \text{ s}^{-1}, \quad (54)$$

where z and z_0 are defined as above (and here it means strong or weak coefficient of the Rayleigh friction in the stratosphere).

2 Heating due to absorption of solar radiation

Heating of the most important gases as water vapor, carbon dioxide, ozone and oxygen is considered. Water vapor is the most important absorber in the troposphere. Ozone clearly dominates stratospheric heating and molecular oxygen becomes more and more important between 60 and 120 km. We prescribe the water vapor content in an analytic profile symmetric to the equator. Carbon dioxide is assumed to be equally distributed up to ~ 80 km and decreasing above, the volume mixing ratio is set to 360 ppmV; but CO_2 gives the most substantial contribution to heat in the troposphere because its absorption is strongly dependent on the pressure ratio. Ozone data are used from the Berlin climatology (Fortuin and Langematz, 1994), atomic and molecular oxygen are given as climatological globally averaged profiles of the mixing ratio.

The original Strobel-parameterisation as described in Lange (2001) has been extended and improved taking into account several new investigations on this topic. Ozone heating in the Chappius, Herzberg and Huggins bands has been improved due to Rickaby and Shine (1989). These bands are splitted into several sections in order to increase the accuracy of the calculation. Now, also the Lyman- α band is included, which is important because of its strong variation during the solar cycle. O_2 heating in the Hartley, Schumann-Runge bands and the Schumann-Runge Continuum is retained following Strobel (1978) but includes new efficiency coefficients according to Mlynzak and Solomon (1993). Processes of chemical heating due to recombination reactions of O_2 and O_3 are added to the heating routine according Riese and Offermann (1994).

Heating due to absorption of H_2O and CO_2 is newly adjusted according to Liou (1992) as will be pointed out below. Rayleigh scattering and surface reflection are taken into account for heating of H_2O , because this is the most important absorber in the troposphere.

2.1 Transfer of broadband solar flux in the atmosphere

First consider a nonscattering atmosphere. The direct downward solar flux at level τ is given by the exponential attenuation of the effective solar flux at the top of the atmosphere (TOA) $\mu_0 F_{\lambda\infty}$. Thus

$$F_{dir}^-(\tau) = \mu_0 F_{\lambda\infty} \exp^{-\tau/\mu_0}, \quad (55)$$

where $\mu_0 = \cos \vartheta_0$, ϑ_0 denotes the solar zenith angle, and for monochromatic direct solar flux, the total direct downward solar flux can be written as

$$F_s(z) = \int_0^\infty \mu_0 F_{\lambda\infty} \exp\left(-\frac{k_\lambda u(z)}{\mu_0}\right) d\lambda, \quad (56)$$

where $k_\lambda u(z)$ represents the optical depth, k_λ is the absorption coefficient, and the absorbing gaseous path length is defined by

$$u(z) = \int_z^{z_\infty} \rho_a(z') dz', \quad (57)$$

where ρ_a denotes the density of the absorbing gas and z_∞ denotes the height at TOA. The total solar flux at TOA can be written as follows

$$S = \int_0^\infty F_{\lambda\infty} d\lambda, \quad (58)$$

and monochromatic absorptance may be expressed by

$$A_\lambda(u/\mu_0) = 1 - \exp(-k_\lambda u/\mu_0). \quad (59)$$

We may define broadband solar absorptance as follows (Liou, 1992):

$$A(z) = \frac{1}{S} \int_0^\infty F_{\lambda\infty} A_\lambda(u/\mu_0) d\lambda, \quad (60)$$

and equation (56) can be rewritten in the form

$$F_s(z) = \mu_0 S [1 - A(z)]. \quad (61)$$

Broadband solar absorptance may be rewritten in terms of spectral absorptance A_i in the form

$$A(z) = \int_0^\infty A_\lambda(u/\mu_0) w_\lambda d\lambda \approx \sum_i A_i(u/\mu_0) w_i \Delta\lambda_i, \quad (62)$$

where $w_\lambda = F_{\lambda\infty}/S$.

For large values of total absorption, the empirical expression for the mean spectral absorptivity can be written as follows (Liou and Sasamory, 1975):

$$\bar{A}_i = A_i \Delta\lambda_i = \frac{1}{\Delta\nu_i} [C_i + D_i \log_{10}(up^n/\mu_0 + \chi_{0i})], \quad (63)$$

or in terms of the reduced pressure \tilde{p} (Liou, 1992)

$$\bar{A}_i = \frac{1}{\Delta\nu_i} [C_i + D_i \log_{10}(\tilde{p}/\mu_0 + \chi_{0i})], \quad (64)$$

where

$$\tilde{p}_i = \int_0^u p^{n_i} du = \int_z^{z_\infty} \rho_a p^{n_i} dz'. \quad (65)$$

The heating rate can be written as follows (Liou, 1992):

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_s = -\frac{\mu_0 S}{\rho c_p} \sum_i w_i \frac{d\bar{A}_i(u/\mu_0)}{dz} = \frac{\mu_0 S \rho_a}{\rho c_p} \sum_i w_i \frac{d\bar{A}_i(u/\mu_0)}{du}, \quad (66)$$

where

$$\frac{d\bar{A}_i(u/\mu_0)}{du} = \frac{\log_{10} e}{\mu_0} \sum_i \frac{D_i}{\Delta\nu_i} (\tilde{p}_i/\mu_0 + \chi_{0i})^{-1} \frac{d\tilde{p}_i}{du}, \quad (67)$$

and

$$\frac{d\tilde{p}_i}{du} = p^{\eta_i}. \quad (68)$$

Finally, taking into account Rayleigh scattering and surface reflection (Liou, 1992), we obtain

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_s = \frac{S\rho_a \log_{10} e}{\rho c_p} \sum_i \frac{w_i D_i}{\Delta\nu_i} \left\{ \frac{p^{\eta_i}}{\tilde{p}_i/\mu_0 + \chi_{0i}} + \frac{\mu_0 r(\mu_0)}{\bar{\mu}} [1 - A(z_b)] \frac{p^{\eta_i}}{\tilde{p}_{b_i}/\bar{\mu} + \chi_{0i}} \right\}, \quad (69)$$

where $r(\mu_0)$ is the combined reflection due to the Rayleigh layer and the surface, $1/\bar{\mu}$ is the diffusivity factor, $z_b = 0$ for water vapor absorption, and

$$\tilde{p}_{b_i} = \int_{z_b}^z \rho_a p^{\eta_i} dz'. \quad (70)$$

3 Results and Discussion

Now, we will discuss the results COMMA-LIM is capable of producing. Figures 1 to 8 show latitude-height cross sections of monthly mean temperature and wind fields, tides and stationary planetary wave with wavenumber 1 for all four seasons. Calculations were done for January, April, July and October in order to obtain the stabilized climatologies which develop just after solstice or equinox, respectively. Please note, that we used here a moderate dissipation in the stratosphere with $z_0 = 50 \text{ km}$ (see equation (50) and (54)). Further, no travelling planetary waves are excited and only the stationary planetary wave with wavenumber 1 is forced at lower boundary.

Temperature field

First, note the temperature fields (top panels of Figures 1 to 4). Observed features of the atmosphere are (Scaife et al., 2000): a cold equatorial tropopause about/below 210 K, a cold winter stratosphere together with a raised winter stratopause, a strongly heated stratosphere/stratopause at the summer hemisphere due to absorption by ozone and above a very cold summer mesopause region with temperatures up to 130 K. While the temperature maximum at the summer stratopause and the minimum in the polar winter stratosphere derived from radiation processes the other extremes develop through the meridional circulation and eddy motions in the middle atmosphere. One can see that the model matches this features well. In January and July, the summer mesopause temperatures are below 150 K. It fits not exactly the 130 K finding because there is still a lack of knowledge to what amount gravity waves, tides and planetary waves act to cool the mesopause region. For April and October one can see, that the stratopause looks very similar to that of the following solstice conditions, whereas the mesopause region shows a transitional picture.

Wind fields

Again, several properties have to be mentioned to understand the climatological pictures. At solstice, the circulation consists of rising air near the summer pole, a meridional drift to the winter hemisphere, and sinking near the winter pole. The Coriolis torque exerted by this meridional drift tends to generate mean zonal westerlies in the winter hemisphere and easterlies in the summer hemisphere that are in

approximate geostrophic balance with the meridional pressure gradient. At equinoxes the maximum heating at equator leads to rising air there and poleward drift in both spring and autumn hemispheres. The Coriolis torque thus generates weak zonal mean westerlies in both hemispheres. In the troposphere, easterly jets arise in the subtropical regions - the trade winds - and a westerly jet arises at midlatitudes. In the mesopause region the momentum deposition of breaking gravity waves leads to a zonal wind reversal.

The climatological values for the zonal and meridional winds can be easily recognised. For the troposphere one has to take into account that we only have four layers to describe it and no hydrological cycle. The troposphere therefore acts as a lower boundary and we have only very rough dynamical conditions.

We compare our zonal winds with wind measurements from the High Resolution Doppler Imager (HRDI) which were combined with results from the UK Met. Office stratospheric data assimilation system, see also Swinbank and Ortland (paper at UARS-website). They published monthly mean values from April 1992 to March 1993.

Beginning with the troposphere, one can see the easterly jets appear only at solstice conditions and only in the summer tropical region. The westerly jets in both hemispheres with maxima are at about 40° North or South. The absolute values of the westward winds in the winter hemisphere are slightly weak compared with the climatological values. But one can see the asymmetric seasonal behaviour that is conditioned by the topography of the earth. We obtain this feature mainly due to seasonally different stationary planetary waves with wavenumber 1 (SPW1).

In the stratosphere and mesosphere the easterly and westerly jets dominate in each summer (winter) side in July and January, respectively. In a good agreement with this wind data is the winter jet for July and January, which is stronger in July and weaker in January. However, the summer (easterly) jet in COMMA-LIM is about 20 m s^{-1} weaker and has only one maximum instead of two as observed. Several things are assumed to be responsible for this difference: first, there is no latitudinal variation of GW's which provide acceleration on the mean flow due to their breaking; second, no planetary waves besides the SPW1 are included. Another reason can be the medium scale variability in ozone (and heating rate) which is not presented in the climatological fields. In the transition time (April and October) we have westerly jets on both hemispheres where the autumn jet is (two times) stronger than the spring one. The results for April match better than these for October. The mesopause region is characterized by the zonal wind reverse due to the momentum deposition of breaking gravity waves. The measurements show a weaker reverse of the jets on winter hemispheres which can be driven by decreased gravity wave activity. COMMA-LIM has until now included no seasonal dependence of GW activity; this is a separate work. Therefore no difference in the strength of the reversal jets can be seen in our July and January Figures. The meridional winds show very nice the circulation for solstices and equinoxes as it is explained above.

Tides and the stationary planetary wave

Our figures 5 to 8 show the diurnal tide at the top, the semidiurnal tide at the middle - both as amplitudes in the zonal wind - and the SPW1 in geopotential height at bottom

for all four months. It can be seen that the diurnal tide has a seasonal variation which is also observed (McLandress, 2002): it is stronger at equinox and weaker at solstice. The maxima appear around 30° North and South at altitudes between 90 and 100 km. This coincides with measurements derived from HRDI data for 1992 – 1993, see also Khattatov et al. (1997). The absolute values are different, COMMA-LIM shows approximately 10 m/s higher amplitudes than the HRDI data. But taken into account that the control runs are done without any travelling planetary wave these results cannot be totally identical. The maxima of semidiurnal tides prevail at higher latitudes and have higher values in winter than in summer as can be clearly seen in the figures. Comparisons with results obtained by assimilating ground based data into a model (Portnyagin and Solovjova, 1998) confirm the locations of our maximum amplitudes.

Considering the stationary planetary wave one recognises that SPW1 is strongest in winter, especially in the northern hemisphere winter. This is in good agreement with analyses from Labitzke (1985).

Conclusion

We introduced in COMMA-LIM a new gravity wave parameterisation and connected processes as heating and cooling of the atmosphere by GW. Further, the included planetary waves are also considered as sources of mechanical and thermal energy. Another horizontal turbulent diffusion parameterisation was implemented and the routine which treats the interaction between the ionised and neutral components in the lower thermosphere was improved. Finally, the radiation scheme was improved taking into account new insights in this topic.

Summarising all characteristics, one can conclude that COMMA-LIM as a mechanistical model provides us with really good climatologies and reasonable tides as well as other planetary waves. So it can be used for studying the middle atmosphere with low timecosts in a good physical quality. Further work on COMMA-LIM is planning on investigating the latitudinal dependence of gravity waves and their influence on the background flow as well as studies for data assimilation to improve the lower boundary conditions and the distributions of meteorological fields in the troposphere.

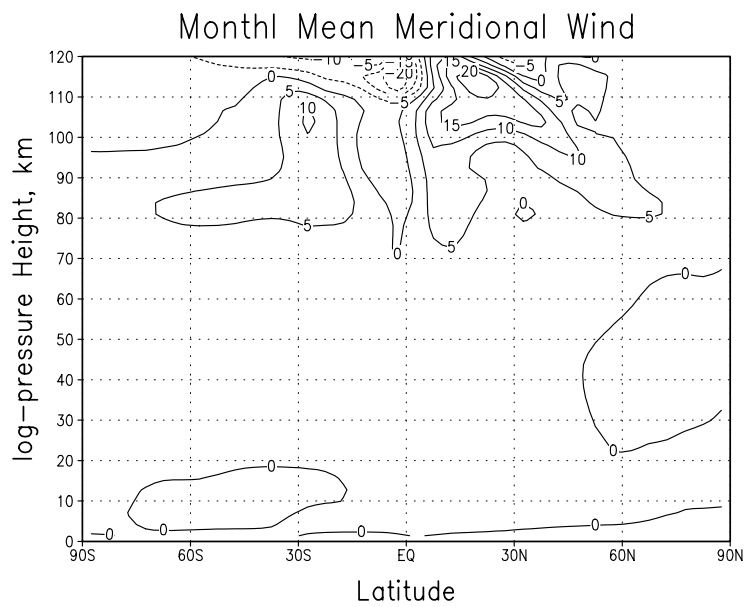
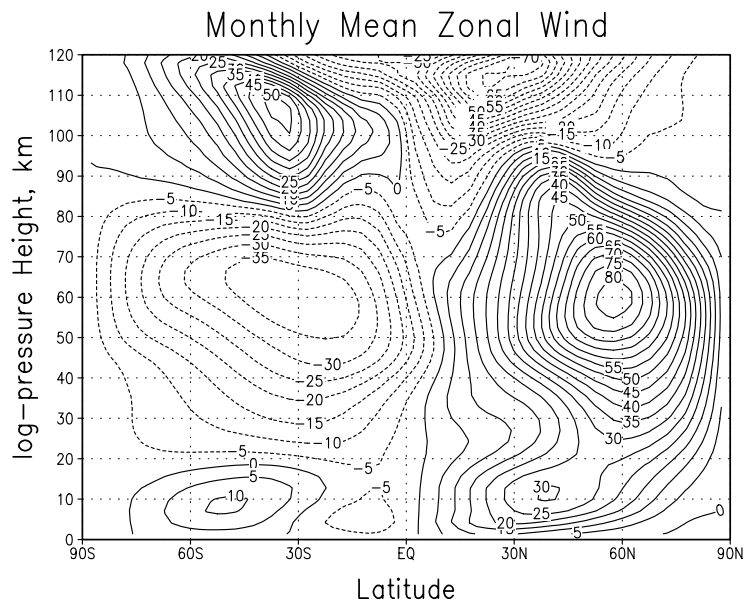
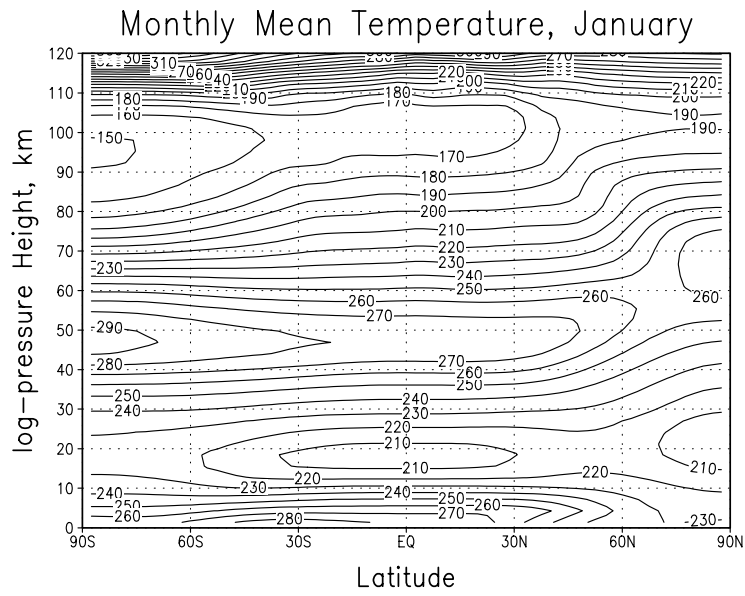


Figure 1: Monthly mean temperature (K) at top, zonal wind (m/s) at mid, meridional wind (m/s) at bottom for January.

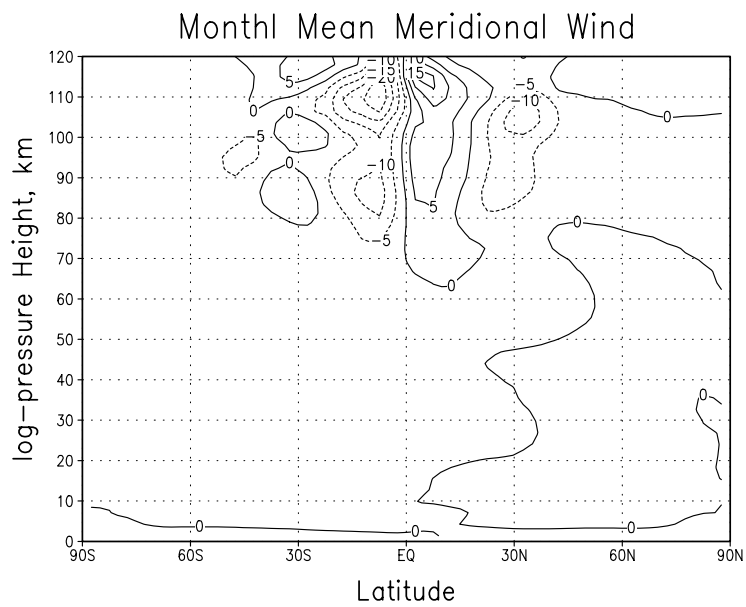
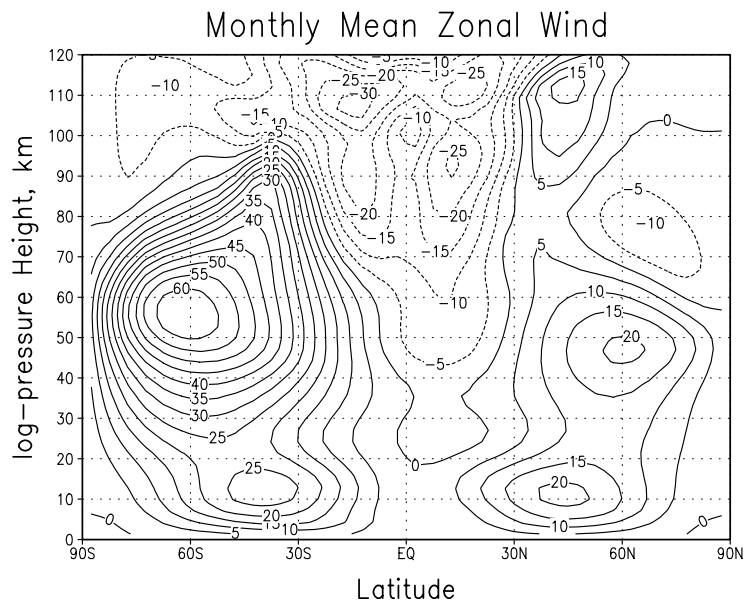
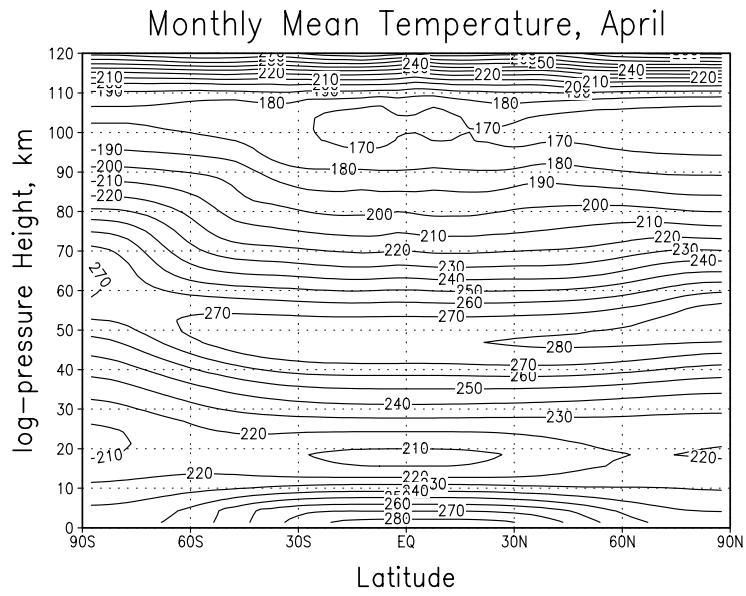


Figure 2: as in Fig.1, but for April.

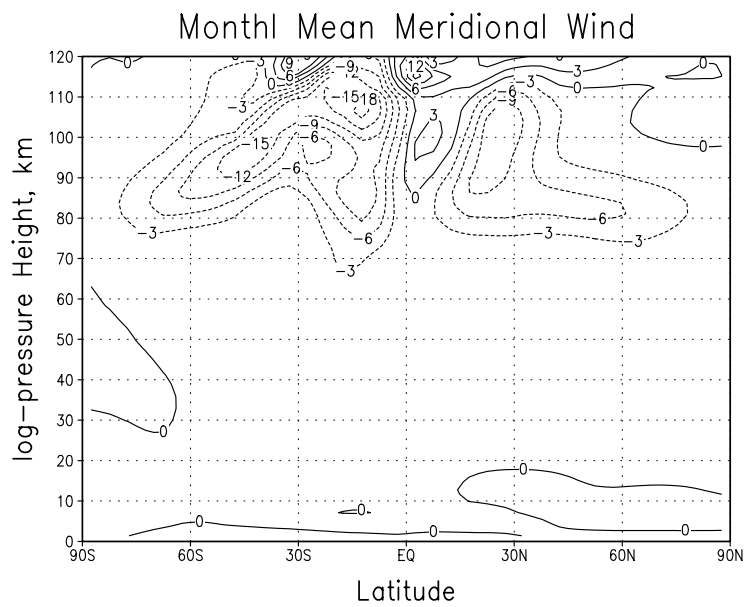
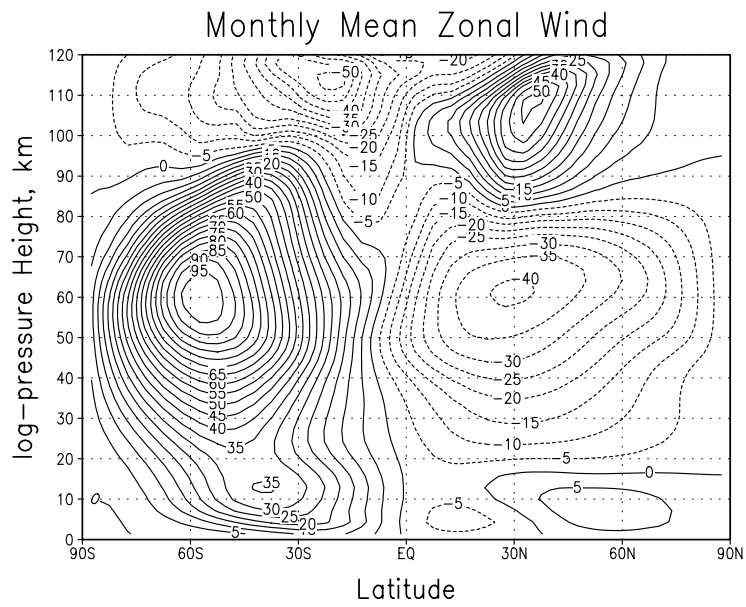
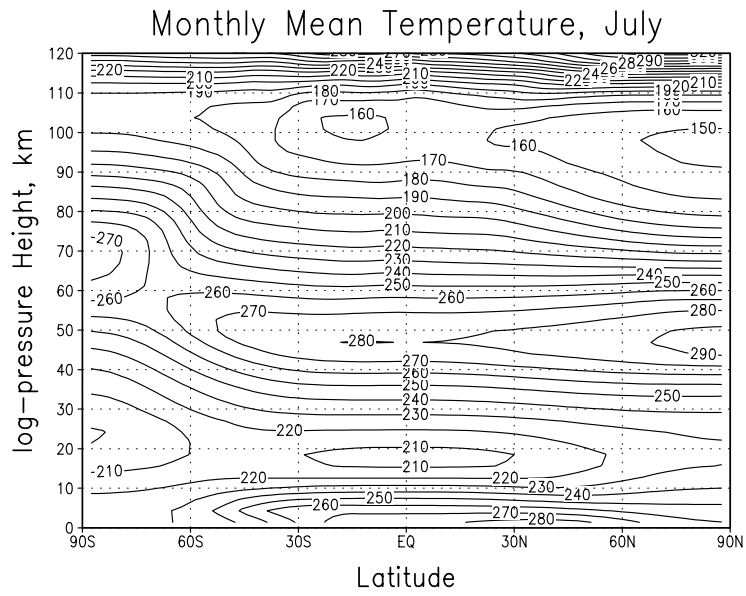


Figure 3: as in Fig.1, but for July.

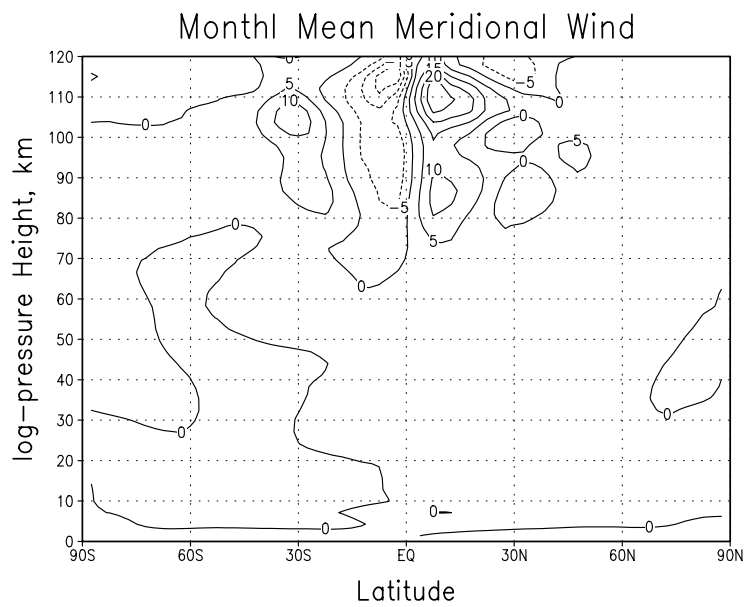
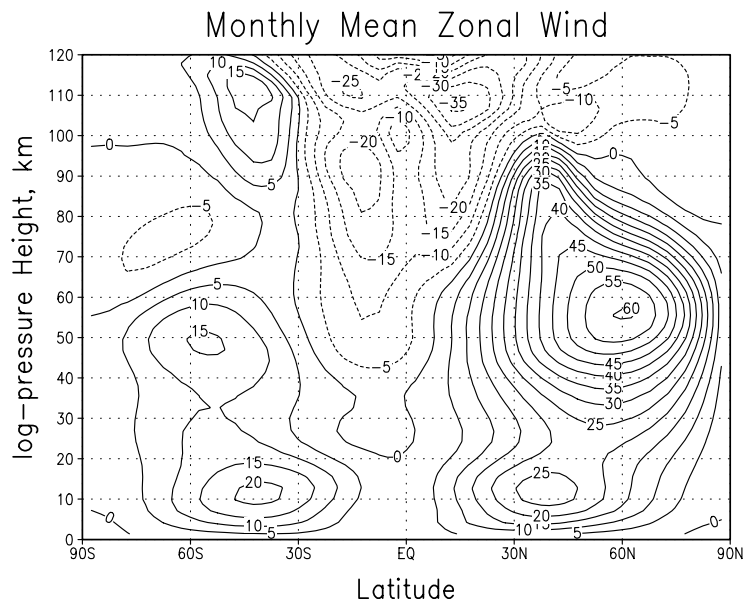
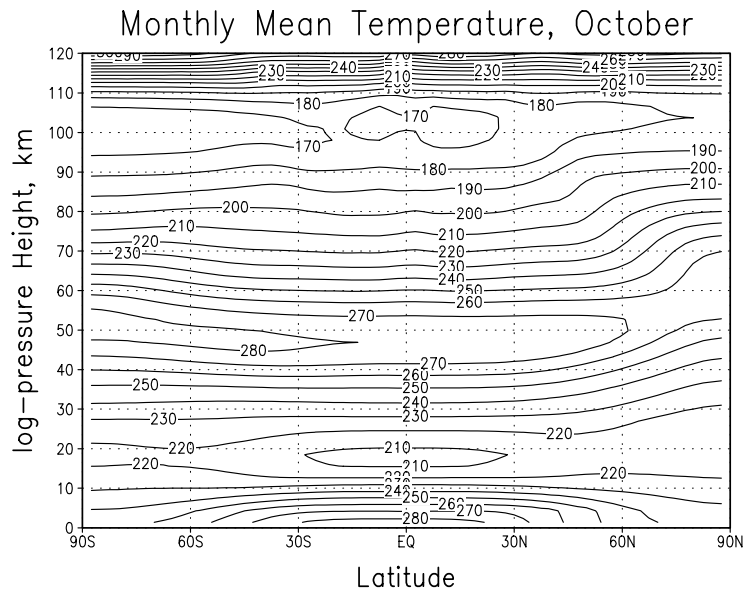


Figure 4: as in Fig.1, but for October.

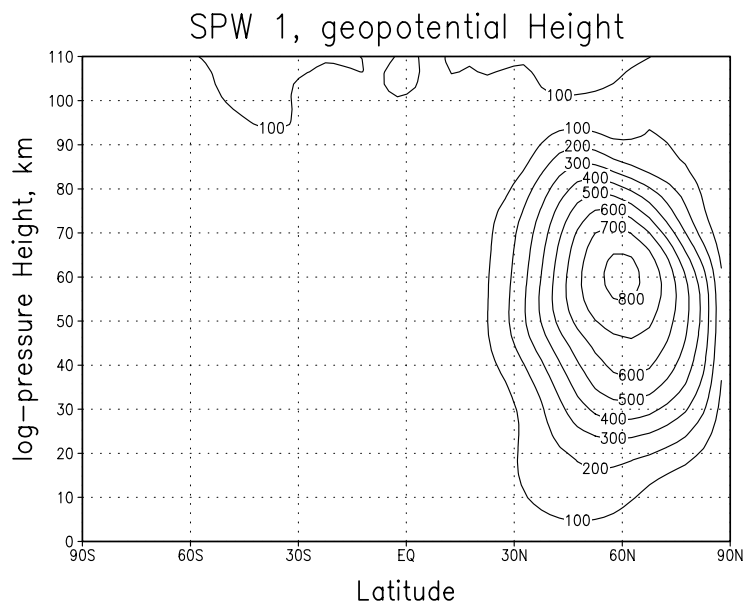
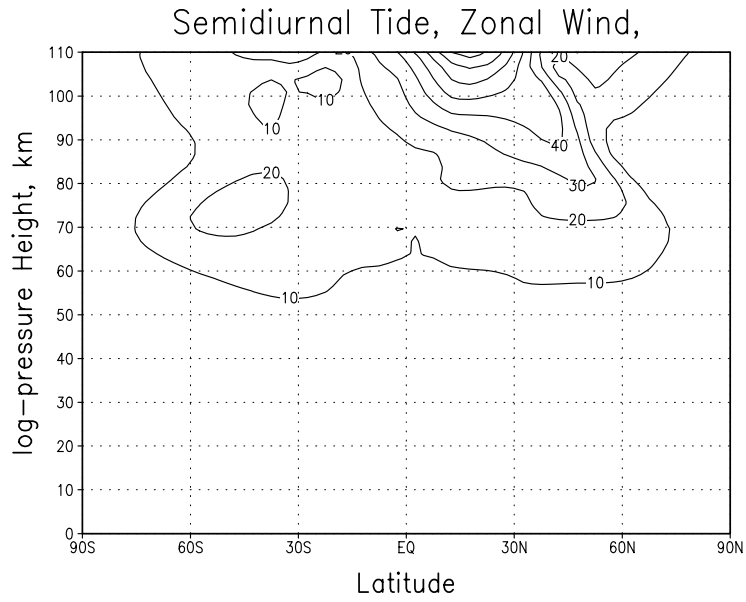
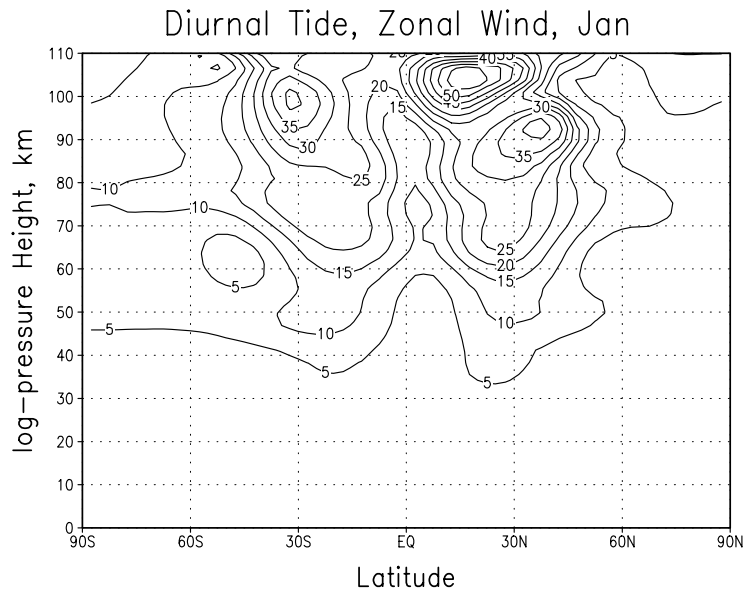


Figure 5: Amplitudes of Diurnal Tide (m/s) at top, and semidiurnal tide (m/s) at mid, both for the zonal wind, and the stationary planetary wave 1 in geopotential height (gpm) at bottom for January.

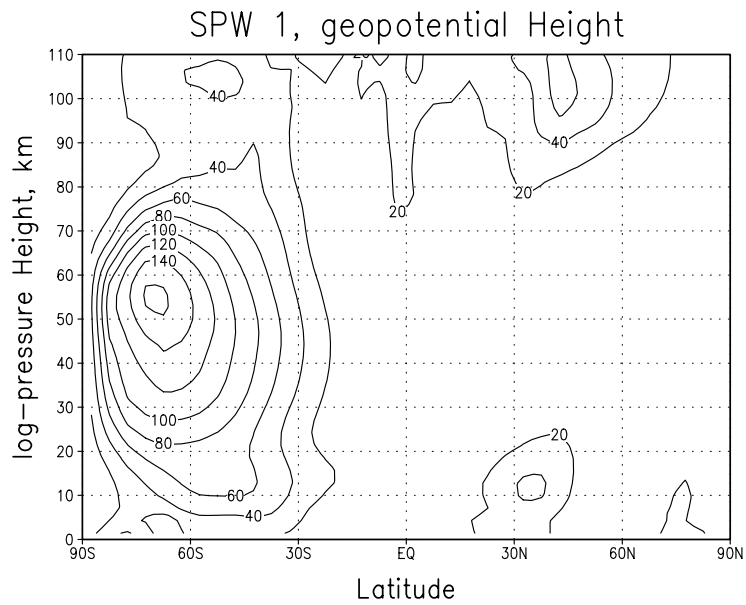
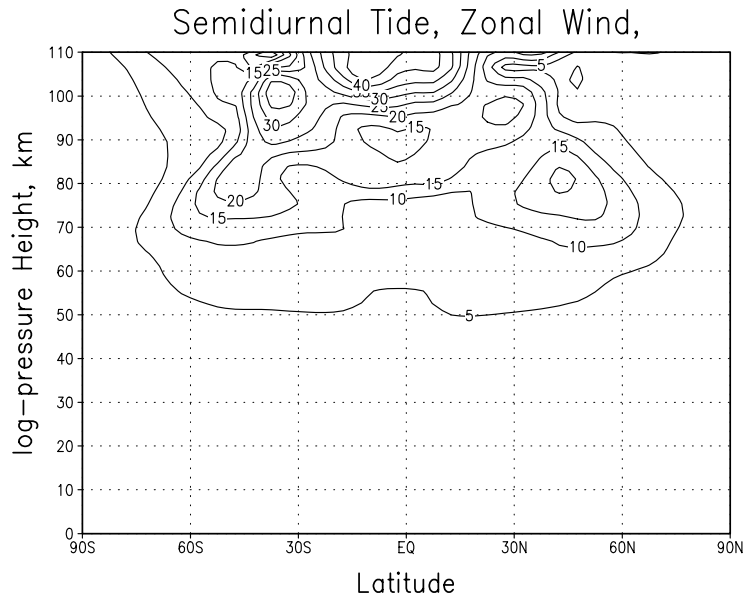
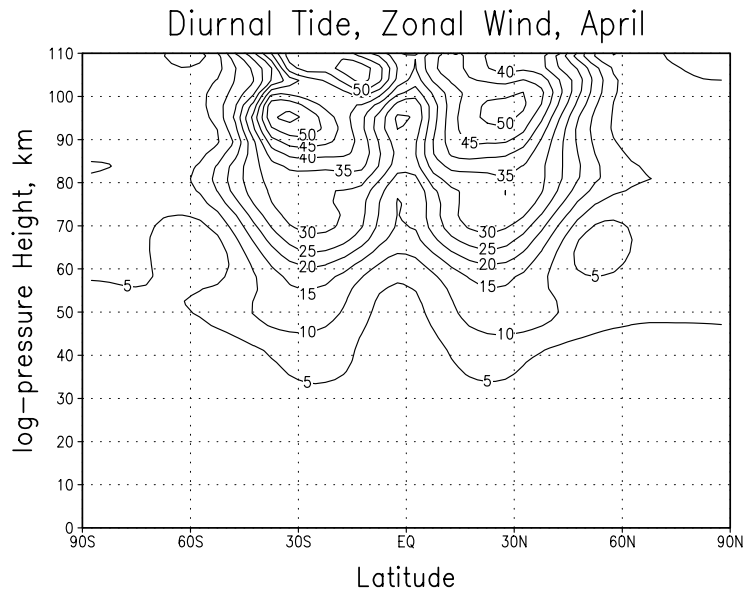
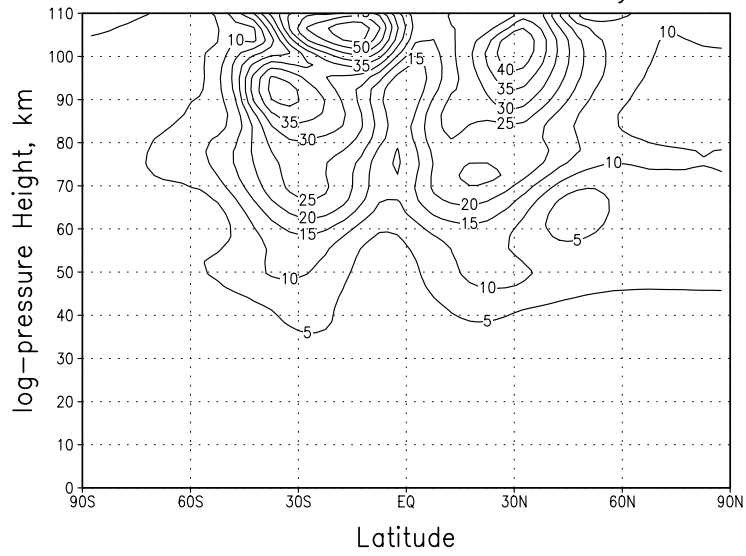
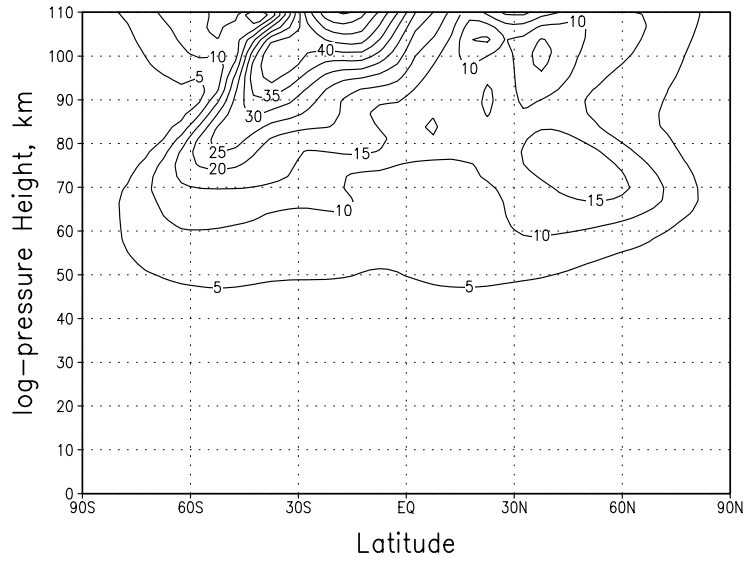


Figure 6: as in Fig.5, but for April

Diurnal Tide, Zonal Wind, July



Semidiurnal Tide, Zonal Wind,



SPW 1, geopotential Height

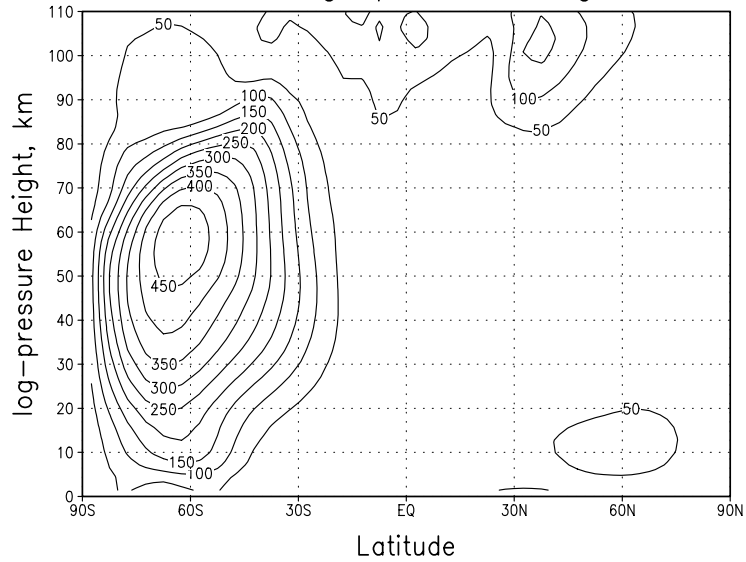


Figure 7: as in Fig.5, but for July

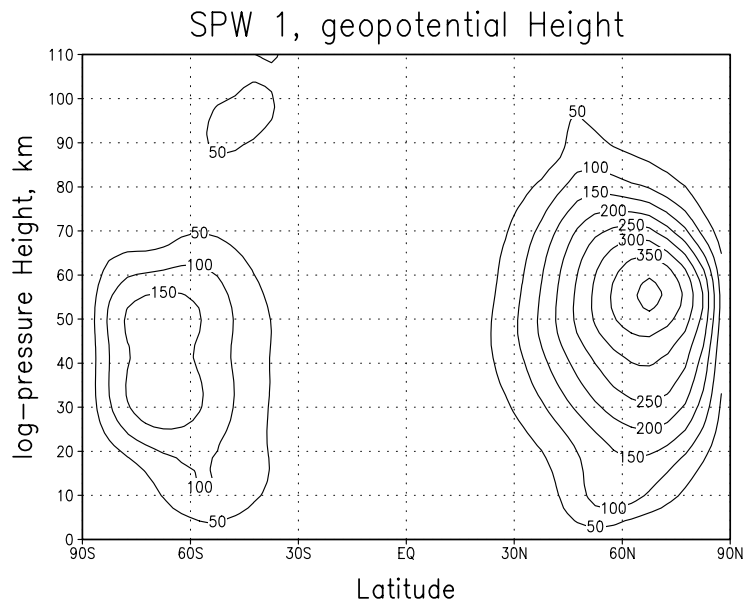
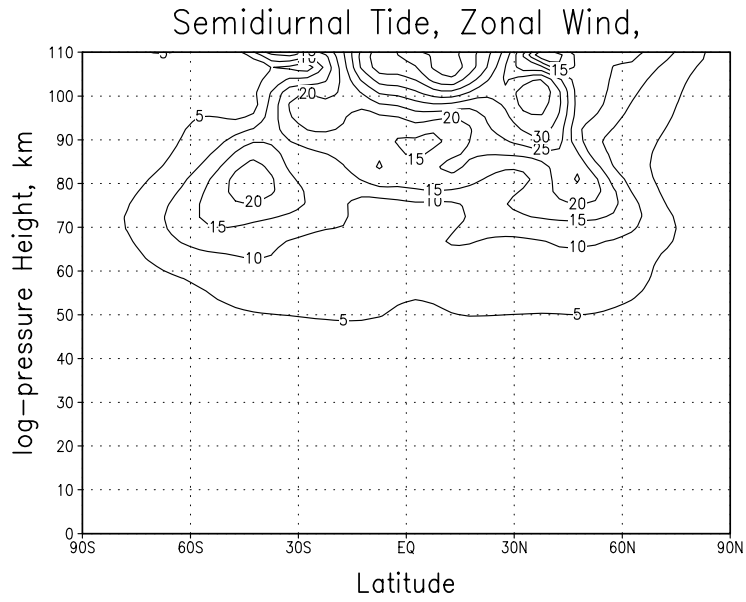
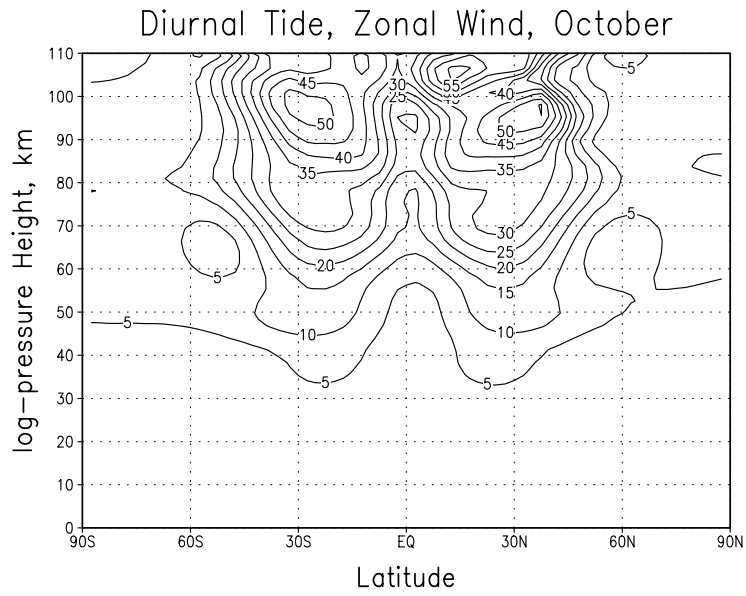


Figure 8: as in Fig.5, but for October

Important Symbols

Symbol	Meaning	Value/Unit
B	geomagnetic field	nT
<i>C</i>	cooling	$K d^{-1}$
<i>D</i>	eddy diffusion coefficient	$m^2 s^{-1}$
E	electrical field	$V m^{-1}$
<i>E</i>	GW energy	$kg m^{-2} s^{-1}$
F	GW energy flux	$kg s^{-3}$
<i>H</i>	scale height	$7 km$
K_m	thermal conduction coefficient	$W m^{-1} K^{-1}$
K_h	turbulent thermal conduction coefficient	$W m^{-1} K^{-1}$
K_H	coefficient of horizontal diffusion	$m^2 s^{-1}$
N^2	Brunt-Väisälä frequency	s^{-2}
<i>R</i>	gasconstant for dry air	$287 J kg^{-1} K^{-1}$
Ri_f	dynamical Richardson number	
<i>Pr</i>	turbulent Prandtl Number	3
<i>Q</i>	heating	$K d^{-1}$
V	horizontal wind field	$m s^{-1}$
<i>W</i>	vertical velocity	$m s^{-1}$
<i>a</i>	acceleration	$m s^{-2}$
c_p	specific heat of constant pressure	$J kg^{-1} K^{-1}$
e_{wh}	efficiency of mechanical energy conversion into heat	
<i>g</i>	gravity	$m s^{-2}$
j	electrical current density	$A m^{-2}$
$k_{x,(z)}$	horizontal (vertical) wavenumber	m^{-1}
k_λ	absorption coefficient	m^{-1}
p, p_0	pressure, reference pressure	hPa
<i>z</i>	height	m
α	Newtonian cooling coefficient	s^{-1}
$\beta_{r\lambda(\varphi)}$	ion drag and Rayleigh friction in zonal (meridional) direction	s^{-1}
ε_b	work against buoyancy force	$m^2 s^{-3} K^{-1}$
θ	potential temperature	K
λ	longitude	
μ	dynamic viscosity	$kg m^{-3} s^{-1}$
ν	kinematic eddy viscosity	$kg m^{-3} s^{-1}$
ρ	density	$kg m^{-3}$
σ_0	parallel conductivity	$S m^{-1}$
σ_1	Pedersen conductivity	$S m^{-1}$
σ_2	Hall conductivity	$S m^{-1}$
φ	latitude	
ω	frequency	s^{-1}
ω^+	intrinsic frequency	s^{-1}

References

- Akmaev, R. A., 2001. Simulation of large scale dynamics in the mesosphere and lower thermosphere with Doppler-spread parameterization of gravity waves. 2. Eddy mixing and the diurnal Tide. *J. Geophys. Res.*, **102**, 1205-1203.
- Andrews, D.G., J.R. Holton, and C.B. Leovy, 1987. Middle Atmosphere Dynamics, *Academic Press, Inc.*
- Coy, L., and D.C. Fritts, 1988. Gravity wave heat fluxes: A Lagrangian approach. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1770-1780.
- Ebel, A., 1984. Contributions of gravity waves to the momentum, heat and turbulent energy budget of the upper mesosphere and lower thermosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **46**, 727-737.
- Forbes, J. M., and H. B. Garrett, 1979. Theoretical studies of atmospheric tides, *Geophys. Space Phys.*, p. 1951-1981.
- Fortuin, J.P.F., and U. Langematz, 1994. An update on the global ozone climatology and on concurrent ozone and temperature trends. *SPIE, Atmospheric Sensing and Modeling*, *2311*, 207-216.
- Gavrilov, N. M., 1990. Parameterization of accelerations and heat flux divergences produced by internal gravity waves in the middle atmosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **52**, 707-713.
- Gavrilov, N. M., and G. M. Shved, 1975. On the closure of equation system for the turbulized layer of the upper atmosphere, *Ann. Geophys.*, **31**, 375-388.
- Gavrilov, N. M., and V. A. Yudin, 1992. Model for coefficients of turbulence and effective Prandtl number produced by breaking gravity waves in the upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **97**, 7619-7624.
- Hodges, R. R. Jr., 1967. Generation of turbulence in the upper atmosphere by internal gravity waves, *J. Geophys. Res.*, **72**, 3455-3458.
- Hodges, R. R. Jr., 1969. Eddy diffusion coefficients due to instabilities in internal gravity waves, *J. Geophys. Res.*, **74**, 4087-4090.
- Holton, J. R. and X. Zhu, 1984. A further study of gravity wave induced drag and diffusion in the mesosphere, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 2653-2662.
- Hunt, B. G., 1986. The impact of gravity wave drag and diurnal variability on the general circulation of the middle atmosphere, *J. Meteorol. Soc. Jap.*, **64**, 1-16.
- Izakov, M. N., 1978. On the influence of turbulence on a thermal regime of the planetary thermospheres, *Cosmic Research*, **16**, 403-411, 1978, in Russian.

- Jakobs, H. J., Bischof, M., Ebel, A., and P. Speth, 1986. Simulation of gravity wave effects under solstice conditions using a 3-D circulation model of the middle atmosphere, *J. Atmos. Terr. Phys*, **48**, 1203-1223.
- Khattatov, B.V., M.A. Geller, V.A. Yubin and P.B. Hays, 1997. Diurnal migrating tide as seen by the high-resolution Doppler imager UARS; 2. Monthly mean global zonal and vertical velocities, pressure, temperature, and inferred dissipation, *J. Geophys. Res.*, **102**, 4423-4435.
- Labitzke, K., J. J. Barnett, and B. Edwards (Eds.), 1985. Middle Atmosphere Program, Draft of a new reference middle atmosphere. Handbook for MAP, Vol. **16**.
- Lindzen, R.S., 1968. The application of classical atmospheric tidal theory, *Proc. R. Soc. London*, Ser. A, **303**, 299-316.
- Lindzen, R.S., 1981. Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown, *J. Geophys. Res.*, **86**, 9707-9714.
- Lange, M., 2001. Modellstudien zum CO_2 -Anstieg und O_3 -Abbau in der mittleren Atmosphäre und Einfluß des Polarwirbels auf die zonale Symmetrie des Windfeldes in der Mesopausenregion. *Wiss. Mitt. d. Instituts f. Meteorologie Leipzig*, **Bd. 25**.
- Liou, K.N., 1992. *Radiation and Cloud Processes in the Atmosphere*, Oxford Monographs on Geology and geophysics No. 20, 487 pp., Oxford Univ. Press, New York, Oxford.
- Marchuk, G.I., V. Dymnikov, V. Zalesny, V. Lykossov, and V. Ya. Galin, 1984. *Mathematical Modeling of the General Circulation of the Atmosphere and Ocean*, 320 pp., Gidrometeoizdat (in Russian).
- McLandress, C., 2002. The seasonal variation of the propagating diurnal tide in the mesosphere and lower thermosphere. Part I: The role of gravity waves and planetary waves, *J. Atmos. Sci.*, **59**, 893-906.
- Medvedev, A.S. and G.P., Klaassen, 2000. Parameterization of gravity wave momentum deposition based on nonlinear wave interactions: basic formulation and sensitivity tests, *J. Atmos. Solar.-Terr. Phys.*, **62**, 1015-1033.
- Medvedev, A. S. and G. P. Klaassen, 2002. Thermal effects of saturated gravity waves in the atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **107**, in press.
- Mlynzak, M.G., and S. Solomon, 1993. A detailed Evaluation of the heating Efficiency in the Middle Atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **98**, pp.10517-10541.
- Monin, A. S., and A. M. Yaglom, 1975 *Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of Turbulence*, vol. **2**, 874 pp., MIT Press, Cambridge, Massachusetts.
- Plumb, R. A., 1983. A new look at the energy cycle, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1669-1688.
- Pogoreltsev, A. I., 1996. Production of electromagnetic field disturbances due to interaction between acoustic gravity waves and the ionospheric plasma, *J. Atmos. Terr. Phys*, **58**, 1125-1141.

- Pogoreltsev, A.I., and N.N. Pertsev, 1996. The influence of background wind on the formation of the acoustic-gravity wave structure in the thermosphere, *Izv. Acad. Sci. USSR Atmos. Oceanic Phys.* **31**, 723-728.
- Portnyagin, Y.I., and T.V. Solovjova, 1998. Empirical semidiurnal migrating tide model for the upper Mesosphere/lower thermosphere. *Adv. Space Res.*, Vol.**21**, No. 6, 811-815.
- Riese, M., D. Offermann, and G. Brasseur, 1994. Energy released by recombination of atomic oxygen and related species at mesopause heights, *J. Geophys. Res.*, **99**, 14585-14593.
- Scaife, A.A., J. Austin, N. Butchart, S. Pawson, M. Keil, J. Nash, and I.N. James, 2000: Seasonal and interannual variability of the stratosphere diagnosed from UKMO TOVS analyses. *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, **126**, 2585-2604.
- Shine, K.P., and J. A. Rickaby, 1989: Solar radiative heating due to absorption by Ozone. *Ozone in the Atmosphere*, ISBN 0-937194-15-8, 597-600.
- Strobel, D.F., 1978. Parameterization of the atmospheric heating rate from 15 to 120 km due to O_2 and O_3 Absorption of Solar Radiation, *J. Geophys. Res.*, **83**, 6225-6230.
- Swarztrauber, P.N., and A. Kasahara, 1985. The vector harmonic analysis of Laplace's tidal equations. *SIAM J. Sci. Stat. Comput.* **6**, 464-491.
- Swinbank, R. and D.A. Ortland, 2001. Compilation of wind data for the UARS Reference Atmospheric Project. <http://code916.gsfc.nasa.gov/Public/Analysis/UARS/urap/>
- Zhu, X., 1993. Radiative damping revisited: Parameterization of damping rate in the middle atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3008-3021.

Some numerical results on the quasi-two-day wave excitation and propagation in the unstable summer middle atmosphere

E. Merzlyakov and Ch. Jacobi

Zusammenfassung

Mit Hilfe numerischer Simulationen wird gezeigt, dass manche Änderungen des klimatologischen Hintergrundwindfeldes zu instabilem mittleren Zonalwind in der mittleren Atmosphäre Sommerhemisphäre führen. Diese Instabilität treibt Oszillationen mit einer Periode um 2 Tage an, welche eine zonale Wellenzahl von $s = 3$ oder 4 aufweisen. Beobachtete Variationen des mittleren Windes stehen in Verbindung mit diesen numerisch gefundenen Schwingungen. Starke 2-Tage-Wellen wiederum sind instabil und können daher Wellen längerer Periodendauer und kleinerer Wellenzahl anregen. Dieser Effekt ist jedoch nur für sehr starke 2-Tage-Wellen signifikant. Effektiver ist ein Prozess, bei dem nichtlineare Wechselwirkung zwischen einer 10-14-Tage-Welle und der 2-Tage-Welle der zonalen Wellenzahl 4 eine neue quasi-2-Tage-Welle mit einer Periodendauer von 55-60 Stunden anregt. Diese Welle generiert sekundäre Wellen effektiver als die ursprüngliche 2-Tage-Wellen; die sekundären Wellen können beobachtet werden.

Summary

Basing on numerical calculations we have demonstrated that some changing of the climatological background atmosphere could lead to an unstable mean zonal wind distribution in the summer middle atmosphere. This instability forces oscillations propagating westward with a period of about 2 days and zonal wavenumbers $s = 3$ and/or 4. There are variations in the mean zonal wind distribution due to the excitation and transient propagation of these waves and numerical results correspond to features of these changes obtained in experimental studies. Strong 2-day waves in turn are unstable and can generate secondary waves with longer periods and lower zonal wavenumbers. This effect is significant only for very strong 2-day waves. It is shown that the 2-day wave with $s=3$ forced by non-linear interaction between 10-14 day planetary waves and the 2-day wave of zonal wave number 4 is unstable. This wave generates secondary waves of lower zonal wavenumbers more easily than the primary 2-day waves and these secondary waves may be observed.

1 Introduction

A strong quasi-two-day wave (QTDW) is a prominent feature of the atmosphere during solstice periods. This wave is a global planetary-scale oscillation, regularly observed by space based (e.g., Wu et al., 1996; Fritts et al., 1999; Lieberman, 1999) and ground based techniques (e.g., Muller, 1972; Kalchenko and Bulgakov, 1973; Jacobi et al., 2001). The meridional wind component of the wave is often greater than the zonal one at mid- and lower latitudes, although this is not always the case (Jacobi et al., 1997). Its amplitude may reach values up to 100m/s (Craig et al., 1980) during summer in the Southern hemisphere. Usually the QTDW in the Northern hemisphere has lower amplitudes. At Northern hemisphere mid-latitudes radar measurements give values of about 30 – 50 m/s for the meridional components and zonal wavenumbers $s = 3-4$ (Jacobi et al., 2001). From space-based observations these zonal wavenumbers are also inferred (Wu et al., 1996). For the Southern hemisphere the most prevailing 2-day wave has the zonal wavenumber $s = 3$.

The amplitude distributions of wind and temperature oscillations for the $s = 3$ wave are in a good agreement with those of the normal Rossby-gravity mode (Salby, 2001). The occurrence of this wave in the course of one year and its amplification during solstice periods may be explained as the normal mode behavior in the presence of a summer jet instability (Salby, 2001). However, this approach cannot explain the strong $s = 4$ wave with a period of 48h and lower. Plumb (1983) suggested baroclinic instability of the summer easterly jet as a source of the strong QTDW. Indeed global circulation models (Norton and Thuburn, 1999; Mayr et al., 2001) have demonstrated the occurrence of strong quasi-two-day waves with $s = 3$ and 4 due to baroclinic and barotropic instability of the summer mesospheric jet. Mayr et al. (2001) have shown that concomitant with these waves there is a whole spectrum of wind oscillations with periods close to periods of planetary waves. Ground-based and space-based measurements confirm the existence of 4-5 day waves and waves of longer periods during bursts of the QTDW.

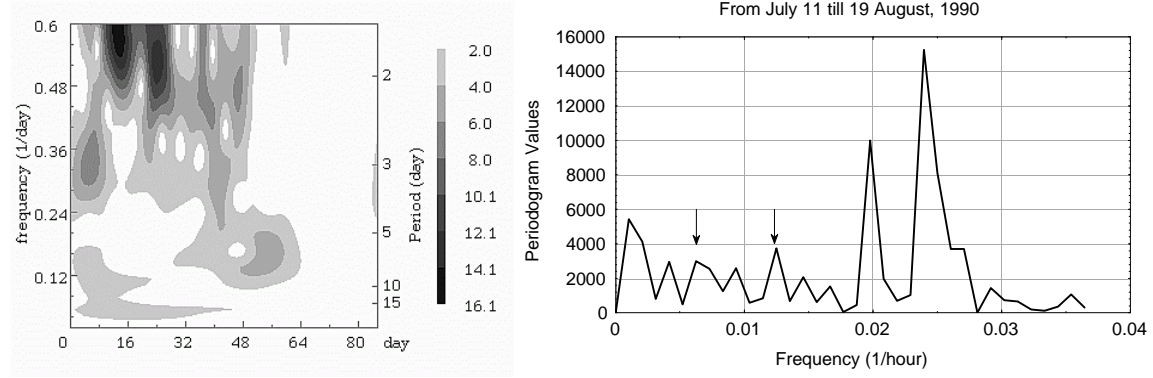
However, Pfister (1985) showed that Newtonian cooling impedes an increase of the long-period waves. They do not reach significant amplitudes simultaneously with the QTDW. Possibly, there is another source of the long-period wind oscillations during the strong QTDW events. For example, Baines (1976) considered the stability of barotropic planetary waves and proved that the waves of full wavenumber (meridional index plus zonal wavenumber) greater than 2 are unstable. For a case of small amplitudes the unstable disturbances form a resonant triad with the primary wave. The increase depends on the amplitude of that wave, which is considered as the primary one (Gill, 1974). Phase profiles of the QTDW in the mesosphere are frequently observed being approximately barotropic. In this case such a mechanism may be a possible source of day-to-day wind variability. On the other hand it will be shown that this kind of instability can exist for a baroclinic case.

In this investigation we mainly consider the instability of strong 2-day waves under conditions that these waves being excited due to jet instability. It will be demonstrated that this source is not strong and can only create small amplitude waves (4-6 m/s for the strong QTDW) at low and high latitudes. However, for the very strong QTDW that sometimes is observed during Southern hemisphere summer the secondary waves may reach amplitudes of the order of 10 m/s. Another point considered in this study is a dependence of the QTDW parameters on the summer jet, in particular on its velocity. Also, the evolution of the background atmosphere due to interaction with the QTDW is taken into consideration. Salby et al. (2001) pointed out the possibility of the instability amplification by long-period waves usually observed in a winter hemisphere. This point is also considered with relation to the instability of the QTDW. In this work we used a simple 3-D nonlinear model designed for modeling of planetary wave propagation and interaction between waves in the atmosphere.

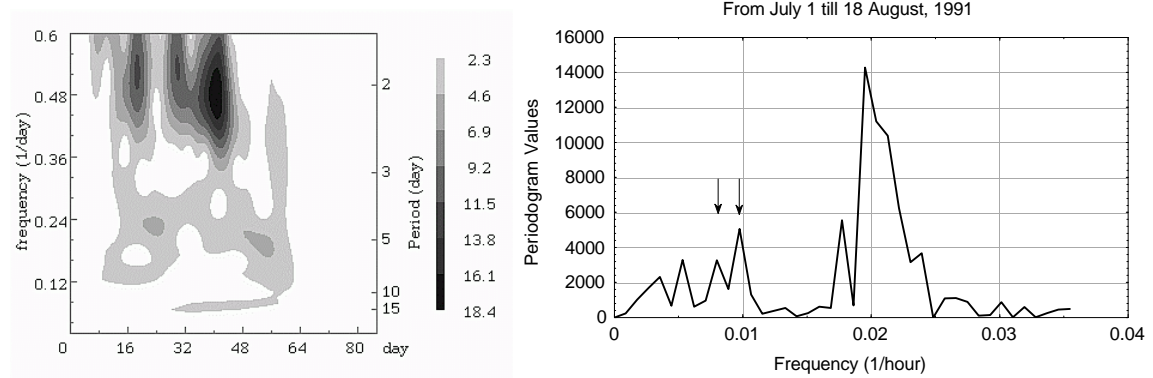
2 Data

In the left panels Fig.1 S-transform spectra (amplitudes in m/s) are shown for data obtained at Obninsk (55°N,37°E) during several years and Kharkov (50°N,37°E) in 1998 and 1999. Data for Kharkov were taken for a height of 88 km. Features of wind measurements at these sites can be found, for example, in Jacobi et al. (2001). The S-transform was suggested by Stockwell et al. (1996) and successfully applied, e.g., by Portnyagin et al. (1999). Periodogram analyses calculated for a time interval when 10-15 day wind oscillations were observed are also shown in Fig.1. As seen from the S-spectra a usual feature of the QTDW events is the occurrence of oscillations with periods of ~ 3 -5 days and slightly more than 5 days. One may also see long-period oscillations with periods of 10-15 days and the 2-day wave decoupling on bursts. Apparent sources of the shorter-period oscillations are normal modes propagating from below and/or the summer jet instability obtained e.g., by Mayr et al. (2001). We propose another source, which links the appearance of the observed wind oscillations and explains their simultaneous existence.

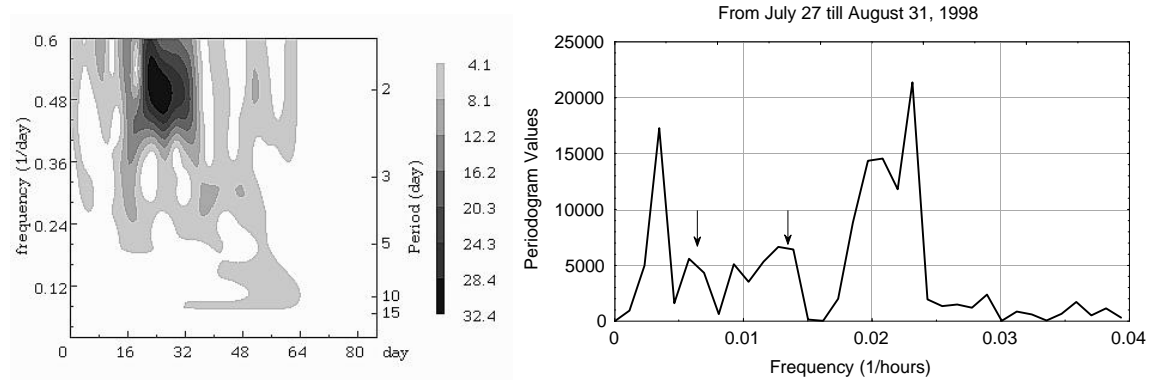
Obninsk 1990



Obninsk 1991



Kharkov 1998



Kharkov 1999

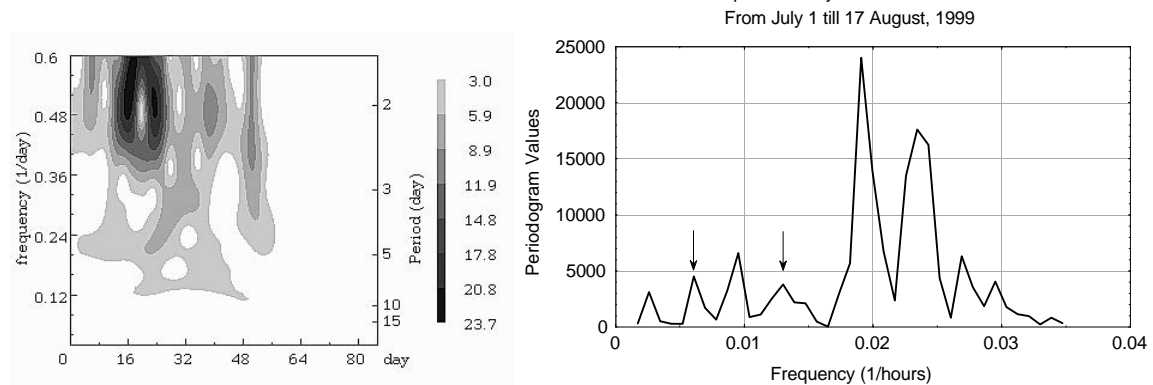


Figure 1: *S*-transform spectra of zonal wind variations from July 1 to August 31 (left panels). Amplitudes (m/s) are shown by scales of grey. Periodograms (right panels) of zonal wind variations calculated for some subintervals of the measurements are also shown.

Without measurements at other heights it is impossible to define whether both 2-day wave peaks are excited due to jet instability or one of them is a primary peak. However, for summers 1991 and 1998 one of the 2-day peaks looks like a secondary one, i.e. like a result of non-linear interaction between the primary oscillation and a planetary wave.

Arrows in the periodograms point out peaks whose sums of frequencies equal the frequency of the 2-day oscillations. Hence Figure 1 demonstrates the possible existence of peaks, corresponding to resonance triads.

Presently, there is no experimental measurement study, which considers common features of mean zonal wind changes before, during and after the QTDW burst. Nevertheless, there are several case studies showing a definite decrease of the mean zonal wind during the QTDW at lower and middle latitudes at heights of about 70-90 km (e.g., Plumb et al., 1987; Lieberman, 1999; Jacobi et al. 2001 ; Gurubaran et al., 2001). After this decrease there is recovering of the zonal wind (Gurubaran et al., 2001; Jacobi et al., 2001). A zonal wind increase at the beginning of the QTDW at some latitudes can be noted, too. This was also pointed out by Fritts et al.(1999) and is visible from results by Jacobi et al. (2001). We will refer to these results comparing them with simulated changes of mean zonal wind due to the QTDW.

3 Simulation approach

In our simulations, the unstable background state is achieved by introducing an additional mean zonal forcing of the form $F = 1/\rho \partial/\partial z(\rho F)$ into the momentum equation for the mean zonal wind. Three cases are considered. For the first one F is a Gaussian hat on latitude and height. Other variants use a half of a sinusoid on latitude and the hat on height. To obtain a growing wave it is also necessary to introduce some noise into the model. This is realized as several waves of small variable amplitudes. These waves are excited near a height of 56 km with zonal wavenumbers from 1 to 5 by a thermal source localized on height in the summer hemisphere. Perturbations of wind velocities are of the order of few tens of sm/s due to this noise at heights of 60-90 km. The obtained results have a weak dependence on the respective realization of the noise. It is supposed that the noise is first of all a natural stochastic noise in the earth atmosphere. An additional source can be provided by weak 2-day oscillations from the lower part of the atmosphere and by nonlinear interaction between planetary waves (for example, 4- and 5-day waves).

Model runs without the noise were used for the input estimation of our artificial redistribution of the background atmosphere. The mean zonal forcing leads to a decrease of the negative meridional gradient of the potential vorticity, a decrease of the mean zonal wind, and the jet core is shifted towards the equator. Such a behavior of the jet does not contradict observations by Limpasuvan et al. (2000). The model is described in the Appendix.

4 Results

In the first model experiment a position and strength of the zonal forcing are tuned to give the instability near 30° latitude at 60 km height. This corresponds to results by Norton and Thuburn (1999). Wu et al. (1996) observed the main QTDW activity at latitudes of 20-30°S. Figure 2 presents results, obtained for this case. In the top left panel the reference mean zonal wind distribution without additional forcing ($F = 0$) is presented. The other rows present results with increased zonal forcing. In the right panels the corresponding distributions of the QTDW meridional wind amplitudes are presented. For this case the instability was obtained only the $s = 3$ wave. The amplitude of the wave is presented for time of wave maximum, while the mean zonal wind distributions are given for the time, when the minimum value of mean zonal wind is achieved. Periods are pointed for the strongest spectral components. Every spectral peak has a finite width due to amplitude changing as a result of instability. The

increase of the easterly jet corresponds to a decrease of the negative latitudinal gradient of the potential vorticity.

In the following we discuss the case with largest wave amplitudes (lowermost panels in Figure 2. The amplitude of the meridional wind component peaks at about 80 m/s and the temperature peak amplitude is about 10 K. The period of the 2-day wave is about 51.5 h. In Figure 3a) the mean zonal wind is shown at 90 km for different latitudes. The meridional wind component of the 2-day wave is shown for latitude 60° and with a half of amplitude.

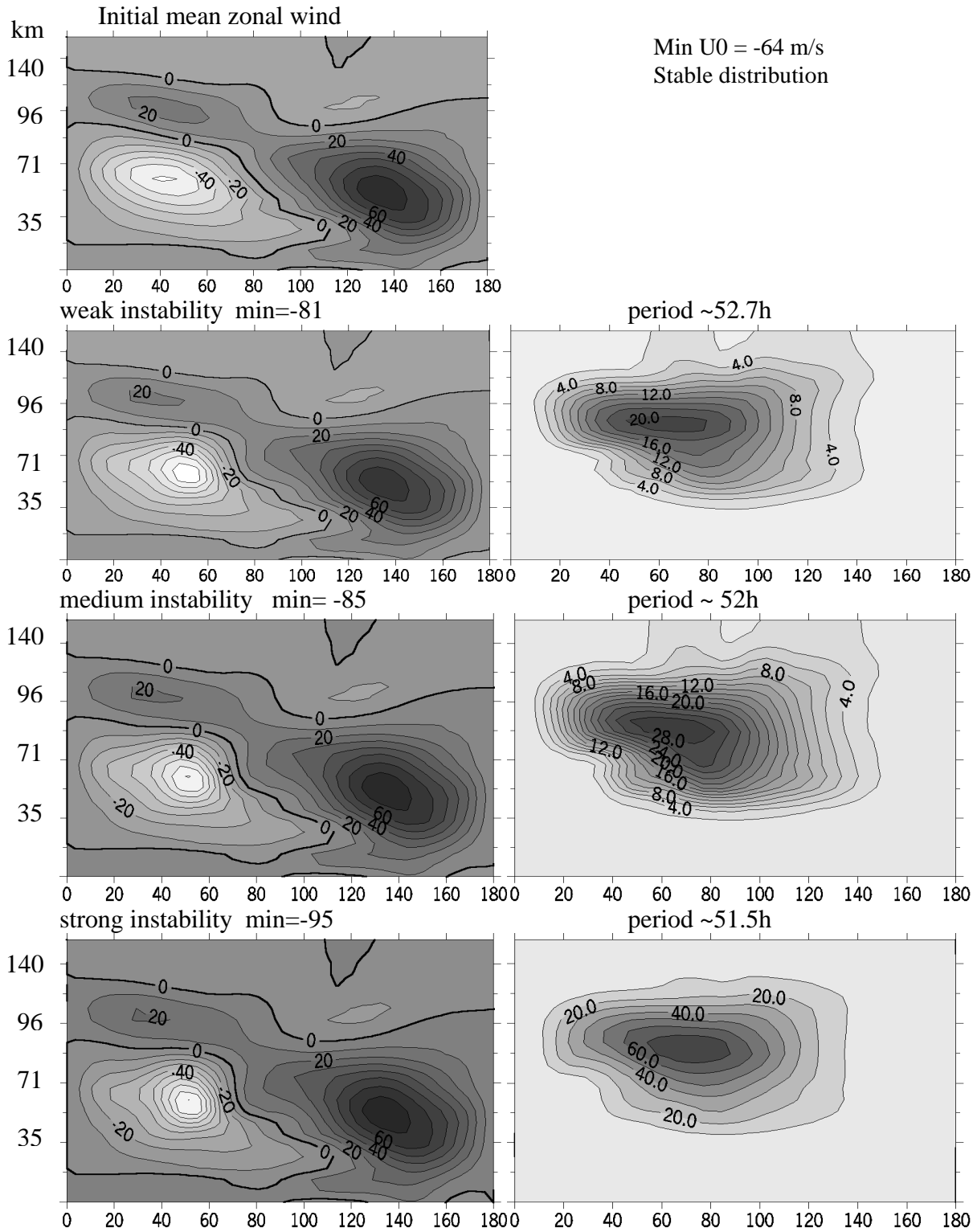


Figure 2: Dependence of the amplitude (in m/s) of the 2-day wave (right panels) on the velocity of the easterly jet (left panels, values given in m/s). Axis labels are approximate altitude and colatitude.

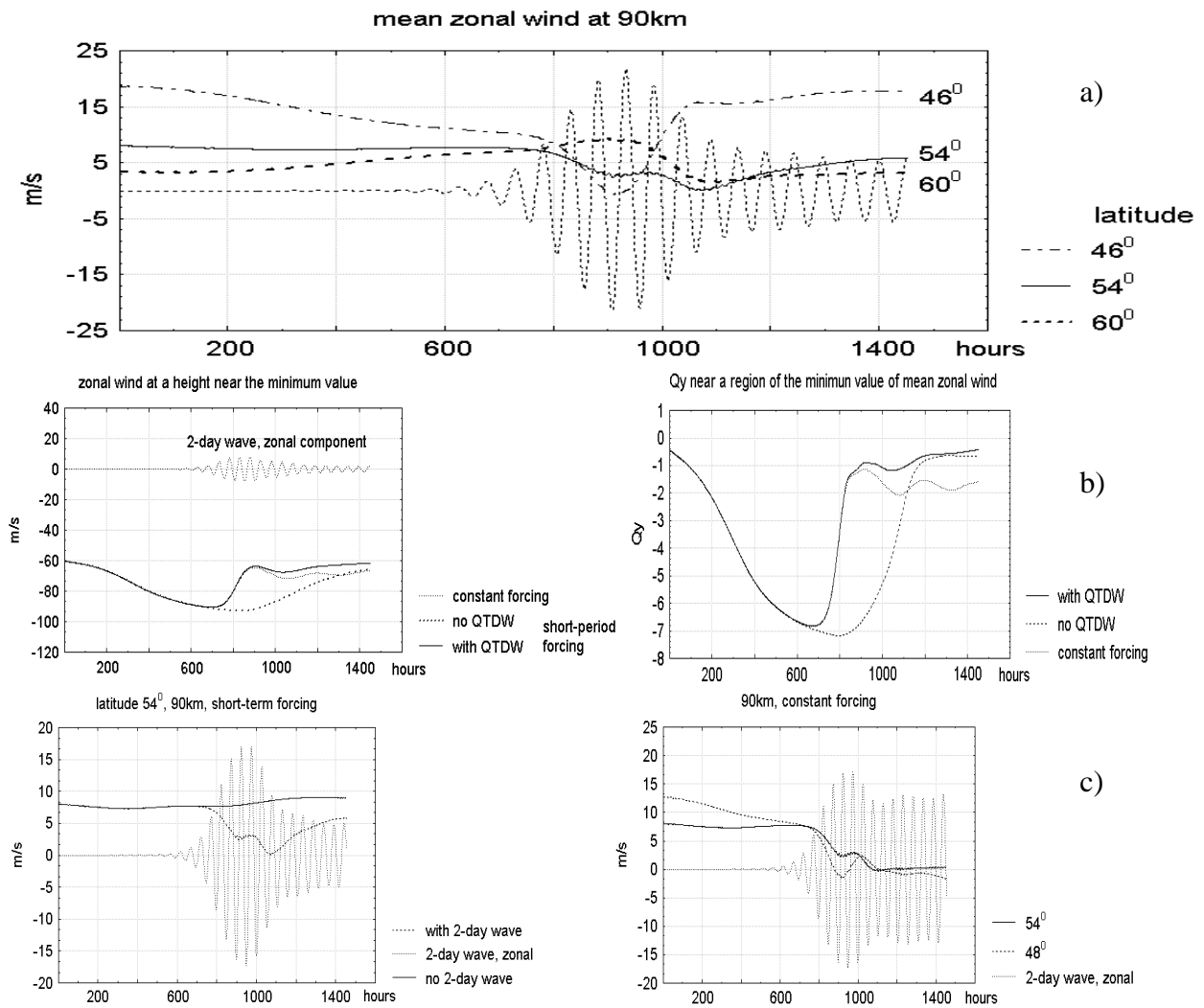


Figure 3: a) variations of mean zonal wind at different latitudes at 90 km, and the meridional QTDW wind (divided by a factor of 2), b) zonal wind and QTDW amplitude at the height and latitude of the maximum easterly jet (left panel) and latitudinal gradient of the potential vorticity (right panel), c) left panel: mean wind at 54°N and 90 km with and without short-term forcing of QTDW, right panel: mean winds with constant forcing. The QTDW is also added.

The zonal wind behavior is a result of both artificial wind changing to obtain the instability and the QTDW. It is possible to check how this artificial approach corresponds to experimental data. One can see a tendency that this course changes their character from high-latitudes to lower ones. Fritts et al. (1999) have considered changes of the mean zonal winds during the QTDW for different latitudes in the Southern hemisphere in summer of 1994. The tendency obtained in the model run is similar to that observed by Fritts et al. (1999), but it is valid for higher latitudes than in the experiments. Taking into account that the QTDW of winter 1994 were concentrated near the equator, it may be concluded that the numerical model reproduces some features of the QTDW in the Southern hemisphere summer.

The variation of the mean zonal wind and of the latitudinal gradient of the potential vorticity (Q_y) near the region of the easterly zonal wind maximum are shown in Fig. 3b). A case called 'no QTDW' is obtained by removing noise with $s = 3$ from the model. Units of Q_y are $1.14 \cdot 10^{-11} \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-1}$. Fig. 3a,b) show that during the 2-day wave exiting the mean zonal wind and the meridional gradient of potential vorticity tend to values close to those for unforced case. This is the case even for constant forcing. These significant changes mean that the 2-day wave may influence the climatological wind distribution.

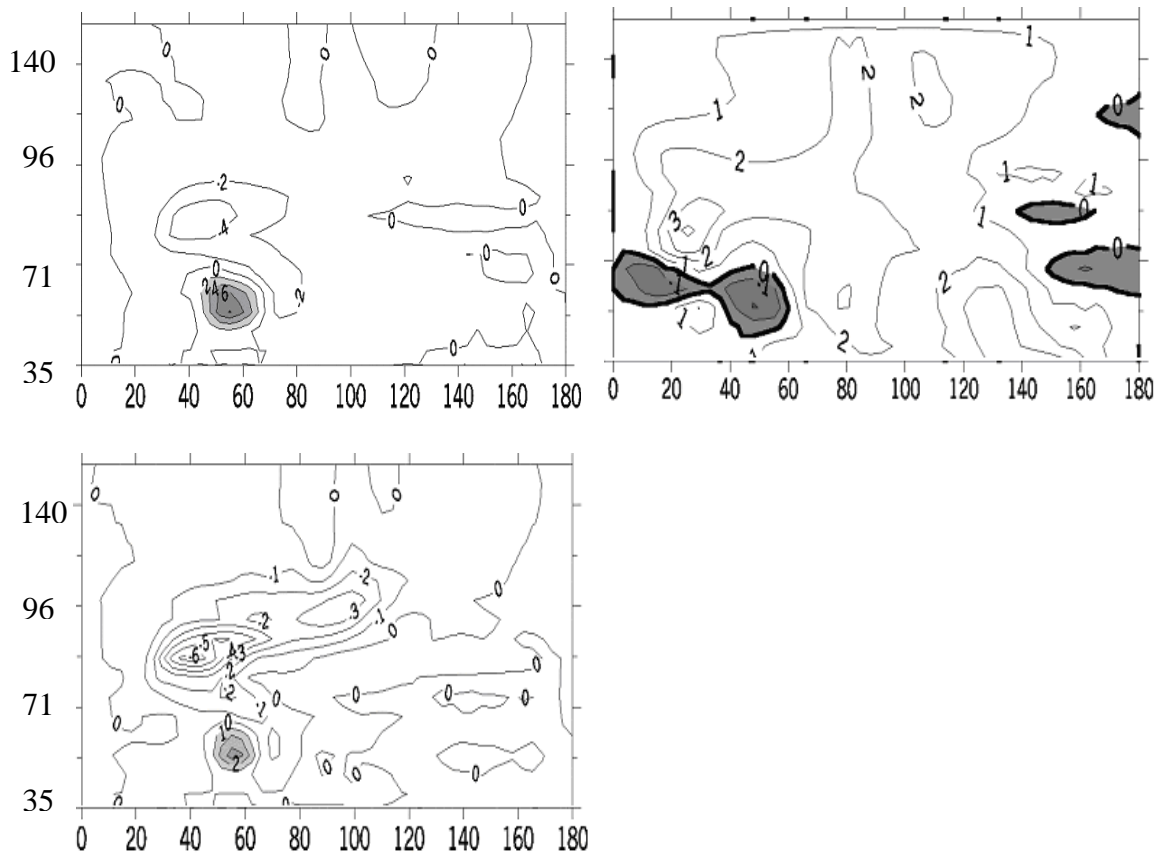


Figure 4: *EP flux divergence $\text{div } \mathbf{F}$ per unit mass, given in 2 m/s/day (upper left panel) and the latitudinal gradient of the potential vorticity (upper right panel). In the lower panel $\text{div } \mathbf{F}$ for a case of constant forcing near a time when the QTDW amplitudes are approximately constant. Axis labels are approximate altitude and colatitude.*

Figure 3c) shows a comparison between constant and short-term zonal mean forcing. For each case there is a burst of the wave activity and increasing of easterly winds due to the QTDW after generation of these waves.

In Figure 4 the divergence $\text{div } \mathbf{F}$ of Eliassen-Palm (E-P) flux and the latitudinal gradient of potential vorticity are presented for a case of short-term forcing (top). Here $\text{div } \mathbf{F}$ is presented in 2 m/s/day. These distributions are calculated for the time near the middle of the time interval of the QTDW increasing. At this time the region with strong latitudinal gradient of potential vorticity has practically disappeared. The response of the background atmosphere on the QTDW may be connected with two main processes. The first one is the excitation of the QTDW at some heights and latitudes where we observe $\text{div } \mathbf{F} > 0$ and increase of westerly winds. The second process takes place above the excitation region, where $\text{div } \mathbf{F} < 0$ and increase of easterly winds is observed. The latter feature is regularly noted in results based on radar wind measurements (e.g., Plumb et al., 1987; Gurubaran et al., 2001; Jacobi et al., 2001). However an existence of some increase of westerly winds near the mesopause was possibly noted only by Fritts et al. (1999). This increase takes place before the QTDW reaches its maximum amplitude and we connect it with the first process.

The lowermost panel in Fig. 4 shows $\text{div } \mathbf{F}$ for a case of constant forcing near the time, when amplitudes of the QTDW are approximately constant. The region of the positive E-P flux is dark and shows a wave activity production. This corresponds to Fig. 3b) where the mean zonal wind velocity is significantly larger than that one for the case without the QTDW. The phase velocity near the region of divergent E-P flux is about 67 m/s, and the wave amplitude of the meridional component is about 30 m/s. Their ratio is about 0.5, which means

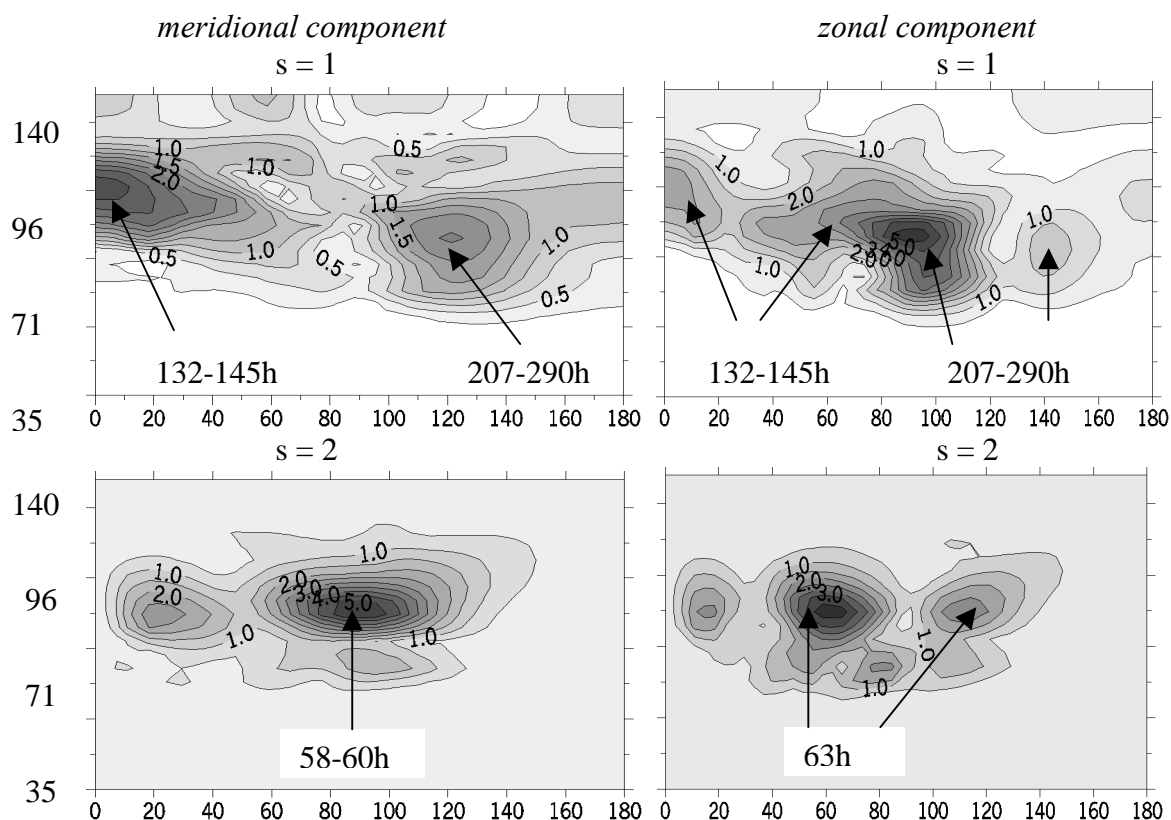


Figure 5: Amplitudes (m/s) of secondary waves for zonal wave numbers 1 and 2, for the case of strong instability in the lowermost panel of Figure 2. Periods (hours) are pointed at by arrows. Axis labels are approximate altitude and colatitude.

significant non-linearity that results in the exiting of secondary waves and energy flux to these waves. Dissipative terms are about an order of magnitude smaller than the non-linear ones. Thus, for the case with constant forcing we observe nearly constant wave amplitudes but the wave is exited permanently and E-P is divergent. Possibly, this divergence is balanced by terms that appear due to non-linearity.

Strong perturbations of zonal wavenumbers 1 and 2 appear during the 2-day wave exiting, too. They do not appear if the 2-day wave is absent. To check this, a special model run was carried out with conditions for the instability but without noise with $s = 3$. The increase of perturbations with $s = 1, 2$ takes place only at the time of the 2-day wave exciting.

These secondary waves for the case of largest amplitudes from Figure 1 are shown in Figure 5. Frequencies of these waves and their zonal wavenumbers tend to create resonance triads with the 2-day wave. Hence, these waves possibly correspond to the 2-day wave instability. The distributions are shown for different periods which values are pointed in the figure. The oscillation with $s = 1$ and period of 132-145 h does not have its counterpart, but for the more strong instability (not shown) the counterpart was well observed. Possibly there is an interaction between oscillations more complex than those building of resonant triads or this oscillation is forced when the 2-day wave significantly increases. For the latter case it is difficult to indicate a periodic oscillation. The growth of the secondary waves is significantly dependent on the amplitude of the primary 2-day wave. For the case with the maximum jet value of -85 m/s the amplitudes of secondary waves are 2-3 times smaller than for the case of strong instability. This value approximately equals to the ratio of the amplitudes of the 2-day waves for these cases. In the case when the amplitude of the meridional wind component is about 111 m/s (not shown, this case corresponds the jet maximum of -110 m/s), the

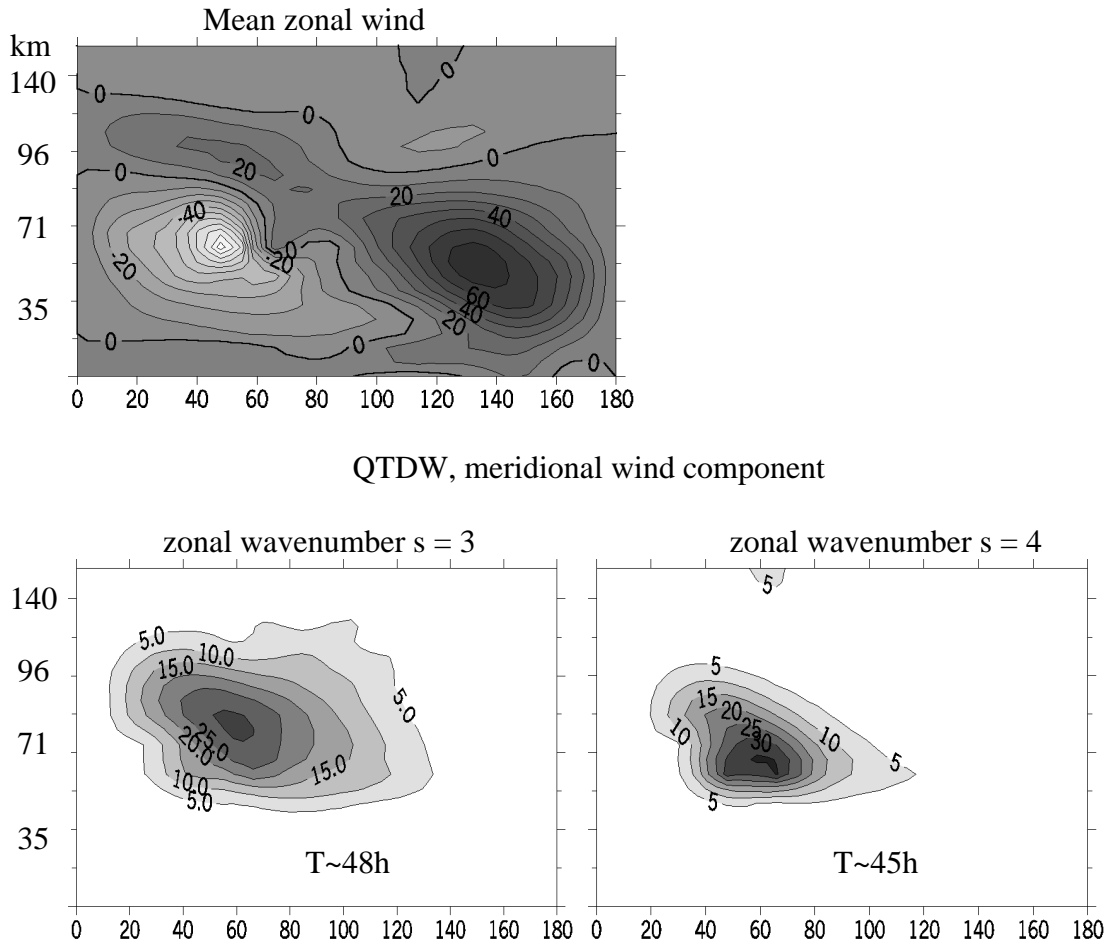


Figure 6: *Distributions of mean zonal wind and meridional wind amplitudes of waves 3 and 4. Amplitudes are given in m/s. Axis labels are approximate altitude and colatitude.*

secondary waves have amplitudes about four times larger at high-latitudes and nearly the same ones as for the presented cases at low latitudes.

The results for the second model experiment are presented in Figures 6-8. The unstable zonal wind distribution and the amplitudes of the meridional wind components for the $s = 3$ and 4 waves are shown in Figure 6. These waves reach their maximum at different times and are presented here near the time of maximum. The maximum value of the mean zonal easterly wind is -107 m/s. This value is necessary to obtain a stronger gradient of the potential vorticity than that for the first experiment. In turn, this Q_y gradient is necessary to obtain strong waves of zonal wavenumber 4. As is visible, the $s = 4$ wave does not propagate far from its source. This result is similar to that obtained by Mayr et al. (2001). It means that at mid-latitudes one may observe both waves, while at lower latitudes the $s = 3$ wave would be predominant, if there is no $s = 4$ wave source located higher than in our simulation. At present it is difficult to check this conclusion from experimental results. Variations of mean zonal winds at different latitudes at about 90 km are shown in the right panel of Figure 7. As with the first experiment these curves are due to the artificial mean zonal wind forcing and the QTDW. For all latitudes there is an increase of easterly winds after the appearance of the QTDW and at latitude 36° there is an increase of westerly winds, too. This increase exists also for latitudes higher than 54° (not shown) and can be revealed in experimental data (see section 2).

In Figure 8 secondary waves are presented for this considered case. Their frequencies and zonal wavenumbers again create resonance triads with wave number $s = 3$. These waves disappear rather quickly due to dispersion (see Figure 7), which takes place at the moment of

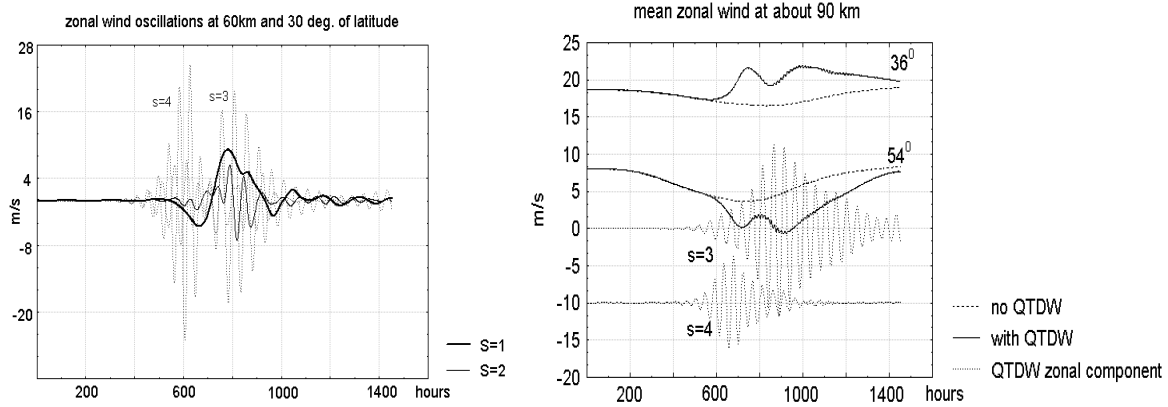


Figure 7: Zonal wind oscillations for different zonal wavenumbers near the region of jet instability (left panel). Mean zonal wind changing due to excitation and propagation of the 2-day wave (right panel).

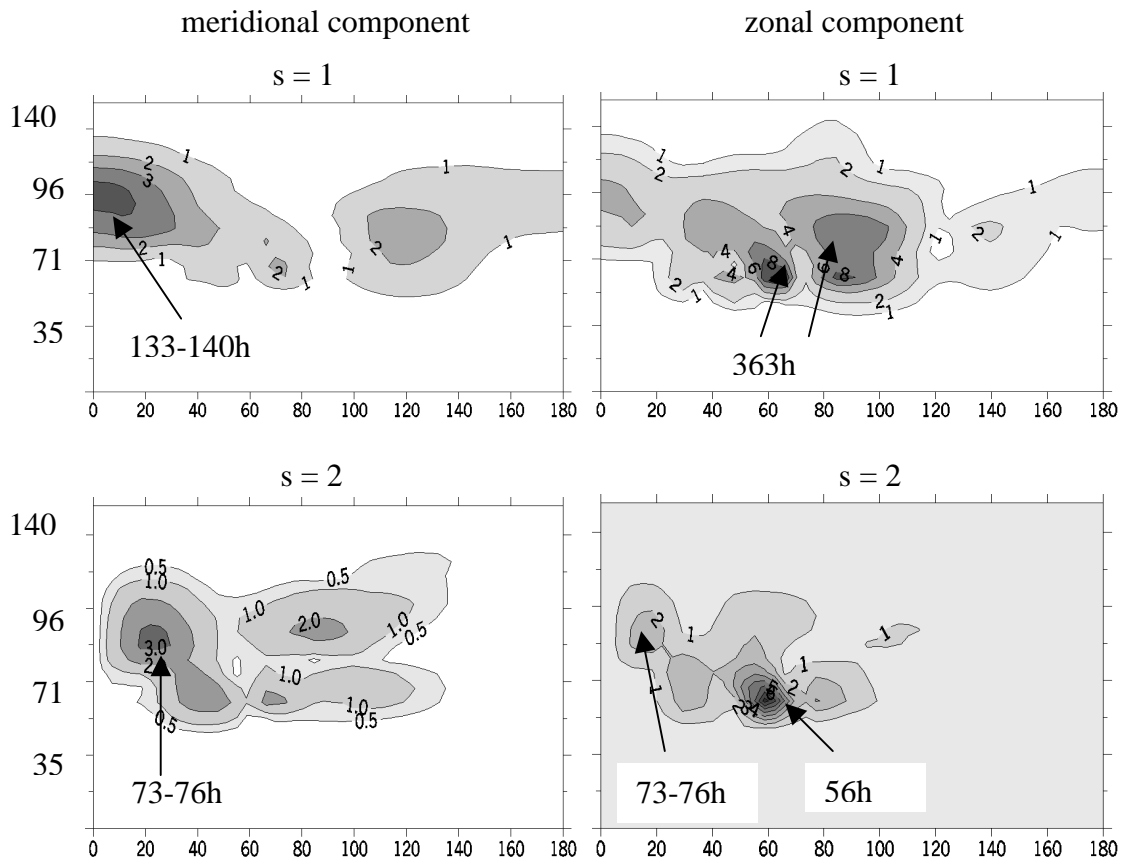


Figure 8: Amplitude distributions (m/s) of secondary waves for zonal wavenumbers 1 and 2. Axis labels are approximate altitude and colatitude.

exiting of the $s = 3$ wave. Significant secondary waves with a participation of the $s = 4$ wave are not observed.

The third variant of forcing is similar to that for the second experiment, but it is placed 5 km higher. The maximum velocity of the summer jet before the instability is -111 m/s. For this case the $s = 3$ wave is weak and the $s = 4$ wave is the main 2-day wave. Long-period waves with periods of 12-14 days are observed. Their role is of two kinds for the considered numerical experiment. The first one is the amplification of the instability and consequently of the 2-day wave. The second one is to transfer energy from $s = 4$ to the $s = 3$ wave. The latter wave

is found to be unstable and as a result one may observe two other waves with zonal wave number $s = 2$ and $s = 1$. This is demonstrated in Figure 9 for middle latitudes and may be compared to observational results in Figure 1.

5 Discussion

A possible mechanism, which may explain, why the secondary waves appear with large amplitudes of the 2-day wave and why their amplitudes strongly depend on the amplitude of this wave, may be obtained from a consideration of the non-linear wave interaction in the limit of small amplitudes. An additional condition for this simplified consideration is the absence of critical lines. At least for our first model experiment we may consider that the 2-day wave is mainly located far from its critical lines. It is known that plane Rossby waves of both small and large amplitude are unstable, and that for small amplitudes the unstable disturbances forms a resonant triad with the primary wave. The increment depends on the amplitude of that wave, which is considered as a primary (Gill, 1974). Let us consider a one-dimensional case of quasi-geostrophic flow on a mid-latitude beta-plane. There is no any dissipation. The notation are the same as in Plumb (1983). The basic state potential vorticity gradient is

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial y} = \hat{a} - \frac{f^2}{\bar{n}} \frac{d}{dz} \left(\frac{\bar{n}}{N^2} \frac{d\bar{u}}{dz} \right), \quad (1)$$

where $\bar{u} = \bar{u}(z)$ is the mean zonal flow, and the buoyancy frequency is $N = N(z)$. The main governing equations are the continuity equation and the definition of the quasigeostrophic potential vorticity (see, e.g., Andrews et al., 1987, p.122):

$$\frac{\partial q}{\partial t} + u \frac{\partial q}{\partial x} + v \frac{\partial q}{\partial y} = 0, \quad (2)$$

$$q = f + \mathbf{b}y + \mathbf{y}_{xx} + \mathbf{y}_{yy} + \frac{f^2}{\mathbf{r}} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\mathbf{r}}{N^2} \frac{\partial \mathbf{y}}{\partial z} \right), \quad (3)$$

while $u = -\mathbf{y}_y$ and $v = \mathbf{y}_x$. \mathbf{y} is the stream function and q is the potential vorticity. Following Davis and Acrivos (1967), we consider waves of small but finite amplitude. In the first order we get a linear equation and looking for solutions of the form

$$\mathbf{y}_a = A_a(\mathbf{t}) R_a(z) \exp(i\omega_a \mathbf{t} + ik_\alpha x + in_\alpha y), \quad (4)$$

where $A_a(\mathbf{t})$ is a slowly varied amplitude, \mathbf{t} is a ‘slow’ time. For $R_a(z)$ we obtain the following equations:

$$(\omega_a + \bar{u} k_\alpha) [-(k_\alpha^2 + n_\alpha^2) R_a + \frac{f^2}{\mathbf{r}} \frac{d}{dz} \left(\frac{\mathbf{r}}{N^2} \frac{\partial R_a}{\partial z} \right)] + \bar{q}_y R_a k_\alpha = 0, \quad (5)$$

and

$$q_a = \frac{-k_a}{w_a + \bar{u} k_a} \mathbf{y}_a \bar{q}_y. \quad (6)$$

For the second order on amplitude we take into account non-linear terms. We are interested in the case of three waves which are coupled through a resonant interaction, that is

$$\mathbf{k}_a + \mathbf{k}_b = \mathbf{k}_c \quad \text{and} \quad \omega_a + \omega_b = \omega_c, \quad (7)$$

where $\mathbf{k}_a=(k_\alpha, n_\alpha)$. The equation for a mode with zonal wavenumber k_2 is following:

$$i(\omega_2 + \bar{u} k_2)[-(k_2^2 + n_2^2)R_2 A_2 + \frac{f^2}{r} \frac{d}{dz} \left(\frac{r}{N^2} \frac{\partial R_a}{\partial z} \right) A_2] + i \bar{q}_y R_2 A_2 k_2 + \frac{\partial A_2}{\partial t} R_2 + \sum_{\mathbf{k}_a + \mathbf{k}_b = \mathbf{k}_2} \left[\frac{k_b (k_a n_b - k_b n_a)}{\mathbf{w}_b + \bar{u} k_b} A_a A_b R_a R_b \bar{q}_y \right] = 0 \quad (8)$$

This equation can be solved only for specific values of the amplitude variations $\partial A_2 / \partial t$, because R_2 , ω_2 , k_2 are solutions of the linear equation (5). Hence a solution exists only if the non-homogeneous part is orthogonal to the homogeneous solution R_2 . Now let k_0 correspond to a primary prominent wave and $k_{1,2}$ to secondary waves. After some manipulations we obtain:

$$\frac{\partial A_2}{\partial t} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{q}_y R_2^2 dz = A_0 A_1 \frac{(c_1 - c_0)(\bar{u} + c_2)}{(\bar{u} + c_1)(\bar{u} + c_0)} (k_0 n_1 - k_1 l_0) \int_{-\infty}^{\infty} R_0 R_1 R_2 \bar{q}_y dz, \quad (9)$$

and replacing of 1 by 2 and 2 by 1 we can get the equation for A_1 .

$$\frac{\partial A_2}{\partial t} = \mathbf{d}_{0,1} A_0 A_1, \quad \frac{\partial A_1}{\partial t} = \mathbf{d}_{0,2} A_0 A_2 \quad (10)$$

The equations (10) are the same as those for internal gravity waves obtained by Davis and Acrivos (1967). From their results it follows that the primary wave is unstable at a condition

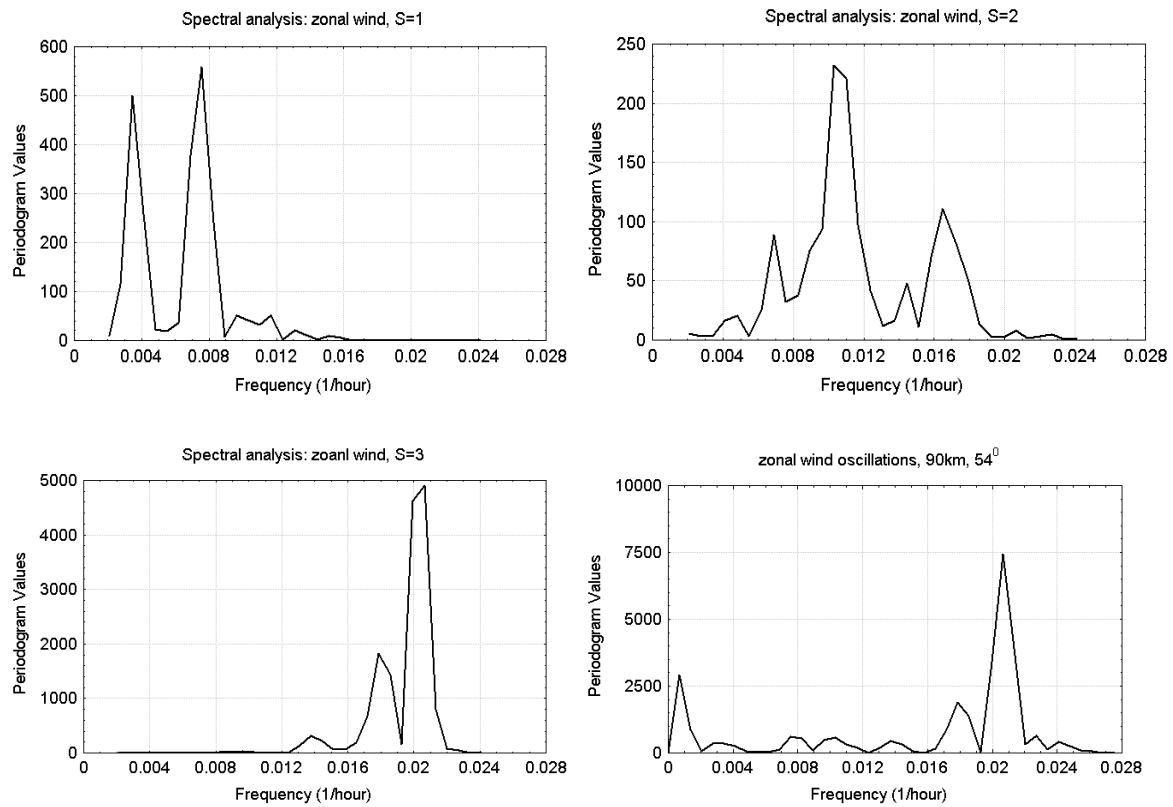
$$\delta_{0,1} \delta_{0,2} > 0.$$

We will not proceed this consideration with some possible analytical distributions simply referring to the numerical results. The correct obtaining of equation (3) must take into account a few small parameters: dissipation, non-linearity, ageostrophic terms. And we should determine relations between them.

Conclusions

Basing on numerical calculations we have demonstrated that some changes of the climatological background atmosphere may lead to an unstable mean zonal wind distribution in the summer hemisphere. This instability forces oscillations with period of about 2 day and zonal wavenumbers $s = 3$ and 4. There are changes in the mean zonal distribution of zonal wind due to the excitation and propagation of these waves and our numerical results correspond to features of these changes obtained in experimental studies.

The strong 2-day waves in turn are unstable and can generate waves with longer periods and lower zonal wavenumbers. This effect is significant only for extremely strong 2-day waves. Another process was found to be more effective in generating secondary waves. During interaction of 10-14 day planetary waves with the 2-day wave of zonal wave number 4 a new 2-day wave is forced with a period of 55-60h, which generates secondary waves of lower zonal wavenumbers more effectively than the primary 2-day wave. These secondary waves may be observed.



amplitude (m/s) of zonal wind oscillations at 90km, 54°

longitude 0°

longitude 80°

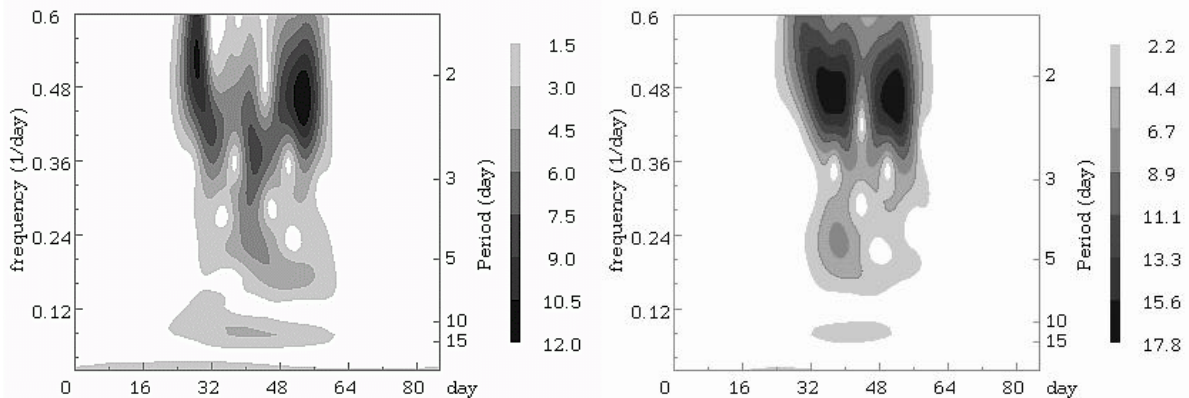


Figure 9: *Interaction between the 2-day wave forced by jet instability and a 12-day planetary wave. The results are presented for a 1450-hour run. S -spectra and the relative periodogram are calculated for this time interval at height of 90 km, latitude 54°, and longitude 80°. Amplitudes (m/s) are shown by scale of grey.*

Appendix: Numerical model

The numerical model used for the simulations is based on the one described by Rose (1983) and Jakobs et al. (1986). The horizontal momentum equations, the thermodynamic equation, the continuity equation and the hydrostatic equation in spherical log-pressure co-ordinates are solved by explicit finite-differences. Unlike the model referred to above, we used an expansion in Fourier harmonics in longitude, while instead of a gravity wave parameterisation we

used a body force like that proposed by Fritts and Luo (1995). The radiation processes are parameterised by Newtonian cooling $Q = \alpha (T - T_0)$ where the rate coefficient α was adopted from Zhu (1993) and T_0 is the reference temperature from the CIRA 86 model presented by Fleming et al. (1986). The finite difference grid has a step of $\Delta\phi = 3^\circ$ in latitude and $\Delta z = 0.25$ in height, where $z = -\ln(P/P_S)$ ranging from $z = 0$ to $z = 22$ and P is the pressure, while $P_S = 1000$ hPa is a reference pressure. The expansion in longitude is performed in terms of $\exp(im\lambda)$, where $m (= -6, \dots, +6)$ is a zonal wavenumber and λ is the longitude.

The coefficients of dynamic molecular viscosity and molecular thermal heat conduction were taken from Forbes and Garrett (1979), eddy viscosity was adopted from Hagan et al. (1995) and hydromagnetic effects are included in a simple form as in Forbes and Gurrett (1979). Some horizontal smoothing was applied to calculated fields that is equivalent to horizontal dissipation of fourth order with a rate of about 10^{15} m⁴/s. Background field distributions are obtained from a model run with initially motionless atmosphere and horizontally uniform temperature.

At the bottom we imposed the condition $d\Phi/dt = 0$ at $z=0$, where Φ is the geopotential. For velocity components and the non-zonal component of temperature ($m \neq 0$) we used the conditions like those utilised by Forbes (1982) to simulate the influence of the surface. For the mean zonal component of temperature we used a time independent temperature distribution from Fleming et al. (1988).

The log-pressure vertical velocity (dz/dt), vertical gradients of velocities and non-zonal components of temperature ($m \neq 0$) are set to 0 at the upper horizontal boundary. The mean zonal component of temperature ($m=0$) does not depend on time at the upper boundary and was estimated from models of Fleming et al. (1988).

References

- Andrews, D.G., J.R. Holton., and C.B. Leovy, Middle Atmosphere Dynamics, 489 pp., Academic, Orlando, Florida, 1987.
- Baines, P.G., The stability of planetary waves on a sphere, *J. Fluid Mech.*, 73, 193-213, 1976.
- Craig, R.L., L.A. Vincent, G.J. Fraser, and M.J. Smith, The quasi 2-day wave near 90 km altitude at Adelaide (35°S), *Nature*, 287, 319-320, 1980.
- Davis, R.E. and A. Acrivos, The stability of oscillatory internal waves, *J. Fluid Mech.*, 30, 723-736, 1967.
- Fleming, E.L., S. Chandra, M.R. Shoerberl, and J.J. Barnett, Monthly mean global climatology of temperature, wind, geopotential height, and pressure for 0-120 km. NASA Tech. Memorandum, 100697, 85 pp., 1988.
- Forbes, J.M., and H.B. Garrett, Theoretical studies of atmospheric tides, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 17, 1951-1981, 1979.
- Forbes, J.M., Atmospheric tides, 1, Model description and results for the solar diurnal component, *J. Geophys. Res.*, 87, 5222-5240, 1982.
- Fritts, D.C., and Z. Luo, Dynamical and radiative forcing of the summer mesopause circulation and thermal structure, I. Mean solstice conditions. *Journal of Geophysical Research*, 100, 3119-3128, 1995.
- Fritts, D.C., J.R. Isler, R.S. Lieberman, M.D. Burrage, D.R. Marsh, T. Nakamura, T. Tsuda, R.A. Vincent, and I.M. Reid, Two-day wave structure and mean flow interactions observed by radar and High resolution Doppler Imager, *J. Geophys. Res.*, 104, 3953-3969, 1999.
- Gill, A.E., The stability of planetary waves on an infinite beta-plane, *Geophys. Fluid Dyn.*, 6, 29-47, 1974.
- Gurubaran S., S. Sridharan, T.K. Ramkumar, and R. Rajaram, The mesospheric quasi-2-day wave over Tirunelveli (8.7°N), *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 63, 975-985, 2001.

- Hagan M.E., J.M. Forbes, and F. Vial, On modeling migrating solar tides, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 893-896, 1995.
- Jacobi, Ch., R. Schminder, and D. Kürschner, The quasi two-day wave as seen from D1 LF wind measurements over Central Europe (52°N, 15°E) at Collm, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 59, 1277-1286, 1997.
- Jacobi, Ch., Yu.I. Portnyagin, E.G. Merzlyakov, B.L. Kashcheyev, A.N. Oleynikov, D. Kürschner, N.J. Mitchell, H.R. Middleton, H.G. Muller, V.E. Comley, Mesosphere/lower thermosphere wind measurements over Europe in summer 1998, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 63, 1017-1031, 2001.
- Jakobs H.J., M. Bischof, A. Ebel, and P. Speth, Simulation of gravity waves effects under solstice conditions using a 3-D circulation model of the middle atmosphere, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 8, 1203-1223, 1986.
- Kal'chenko, B.V., and S.V. Bulgakov, Study of periodic components of wind velocity in the lower thermosphere above the equator, *Geomagnetism i Aeronomy*, 13, 955-956, 1973.
- Lieberman, R.S., Eliassen-Palm fluxes of the two-day wave, *J. Atmos. Sci.*, 56, 2846-2861, 1999.
- Limpasuvan V., C.B. Leovy, Y.J. Orsolini, Observed temperature two-day wave and its relatives near the stratopause, *J. Atmos. Sciences*, 57, 1689-1701, 2000.
- Mayr H.G., J.G. Mengel, K.L. Chan, and H.S. Porter, Mesosphere dynamics with gravity wave forcing: Part II. Planetary waves, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 63, 1865-1881, 2001.
- Muller, H.G., Long-period meteor wind oscillations, *Phil. Trans. R. Soc. London*, A271, 585-598, 1972.
- Pfister L., Baroclinic instability of easterly jets with applications to the summer mesosphere, *J. Atmos. Sci.*, 42, 313-330, 1985.
- Plumb R.A., Baroclinic instability of the summer mesosphere: A mechanism for the quasi-two-day wave? *J. Atmos. Sci.*, 40, 262-270, 1983.
- Plumb, R.A., R.A. Vincent, and R.L. Craig, The quasi-2-day wave event of January 1984 and its impact on the mean mesospheric circulation, *J. Atmos. Sci.*, 44, 3030-3036, 1987.
- Portnyagin, Yu.I., E.G. Merzlyakov, Ch. Jacobi, N.J. Mitchell, H.G. Muller, A.H. Manson, W. Singer, P. Hoffman, and A.N. Fachrutdinova, Some results of S-transform analysis of the transient planetary-scale wind oscillations in the lower thermosphere. *Earth, Planets and Space*, 51, 711-718, 1999.
- Salby, M.L., and P.F. Callaghan, Seasonal amplification of the 2-day wave: relationship between normal mode and instability, *J. Atmos. Sci.*, 58, 1858-1869, 2001.
- Stockwell, R.G., L. Mansinha, and R.P. Lowe, Localisation of the complex spectrum: The S transform, *IEEE Trans. Signal Proc.*, 44, 998-1001, 1996.
- Wu, D.L., E.F. Fishbein, W.G. Read, and J.W. Waters, Excitation and evolution of the quasi-2-day wave observed in UARS/MLS temperature measurements, *J. Atmos. Sci.*, 53, 728-738, 1996.
- Zhu, X., Radiative damping revisited: parameterization of damping rate in the middle atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 50, 3008-3021, 1993.

Addresses of Authors:

- E. G. Merzlyakov, Institute for Experimental Meteorology, 82, Lenin Str., Obninsk, Kaluga Reg., 249020, Russland
- Ch. Jacobi, Institut für Meteorologie, Universität Leipzig, Stephanstr. 3, 04103 Leipzig, Germany

Das inhomogene Optimierungsproblem

Harald Heinrich und Werner Metz

Zusammenfassung

Es erfolgt eine Darstellung der theoretischen Grundlagen, die für die Berechnung von inhomogenen optimalen Vektoren nötig sind. Diese Vektoren maximieren die Reaktion auf ein vorgegebenes Antriebsfeld und besitzen nach Ablauf der Optimierungszeit die größtmögliche kinetische Energie. Die inhomogenen optimalen Vektoren sind eng mit den Nullstellen der Nebenbedingung der Optimierungsaufgabe verknüpft, die die Gestalt eines Polynoms besitzt. Der Grad dieses Polynoms ist von der verwendeten Modellauflösung abhängig. Anhand eines barotropen Modells, welches um einen klimatologischen 300 hPa Grundstrom linearisiert ist, wird die Sensitivität der Störungen in Abhängigkeit von der Stärke des Antriebes untersucht. Das für die Berechnung der inhomogenen optimalen Vektoren benötigte Antriebsfeld ist die optimal korrelierte Stromfunktionstendenz im Falle eines blockierenden Hochs über dem Atlantik. Die Gestalt und Position der resultierenden Störungen besitzt Ähnlichkeiten mit beobachteten Blocking-Dipolen.

Summary

For linear inhomogeneous problems, a method is developed to maximize the response of a perturbation with fixed initial kinetic energy to a prescribed forcing field. These perturbations can be described as optimal, in the sense that they maximize linear disturbance growth (with respect to the kinetic energy) over a chosen integration period. The inhomogeneous optimal perturbations are found by calculating the roots of a polynomial, which represents the auxiliary condition of the optimization problem. The degree of this polynomial depends on the model truncation. For the numerical experiments a barotropic model triangularly truncated with global domain is used. The model is linearized about a 300 hPa climatological flow. The sensitivity of the inhomogeneous perturbations with respect to the strength of the forcing is investigated. The forcing needed for the calculation of the inhomogeneous optimal perturbations is the optimally correlated tendency field for the case of Atlantic blocking. The structure and position of the resulting perturbations are similar to observed blocking dipoles.

1 Einleitung

Optimale Vektoren (im Englischen singular vectors oder abgekürzt SV's genannt) maximieren das Störungswachstum für ein begrenztes, im voraus festzulegendes Zeitintervall (Optimierungsintervall). Die SV's stellen die Lösung eines Eigenwertproblems

dar und sind bezüglich, des ebenfalls im Vorfeld zu definierenden Skalarproduktes orthogonal. Lorenz (1965) berechnete als erster die optimalen Vektoren für ein atmosphärisches Modell. In der Folge kamen für die Optimierung die verschiedensten Modelle zur Anwendung. Molteni und Palmer (1993) verwendeten ein barotropes und ein quasi-geostrophisches 3-Schichten Modell, welche sie um zonal abhängige Grundströme linearisierten. Barkmeijer et al. (1993) und Ehrendorfer und Tribbia (1997) untersuchten unter Zuhilfenahme der SV's die Stabilität der Lösungen von numerischen Wettervorhersagemodellen. Breite Anwendungsmöglichkeiten fanden optimale Vektoren auch für Ensemble-Vorhersagen (Molteni et al. (1996)) und neuerdings auch für die Identifizierung von Regionen in denen zusätzliche Beobachtungsdaten die numerische Wettervorhersage verbessern können (Gelaro et al. 1999, 2000).

Großes Interesse besitzen in diesem Zusammenhang langperiodische Anomalien in den Strömungsverhältnissen der mittleren Breiten. Borges und Hartmann (1992) untersuchten die barotrope Instabilität großskaliger Strömungen mit optimalen Störungen. Sie fanden beachtliche Übereinstimmungen zwischen den Beobachtungen und der Entwicklung der SV's bei nichtlinearer Integration ihres Modells. Buizza und Molteni (1996) analysierten die Bedeutung barotroper Energieumwandlung in Zeiträumen in denen blockierende Hochdrucklagen im Pazifik- und Atlantikbereich zu beobachten sind. Sie stellten Zusammenhänge zwischen dem Auftreten von großen Verstärkungsraten der SV's und Perioden in denen entweder blockierende Hochs entstehen oder in denen voll entwickelte Blocking-Ereignisse auftreten fest.

Verschiedene Fallstudien zeigten, daß sich blockierende Hochs typischerweise stromabwärts von Gebieten mit starker Zyklongenese befinden (Tsou und Smith 1990; Colucci und Alberta 1996). Die Möglichkeit, daß dies für die Aufrechterhaltung eines Blocks von Wichtigkeit ist, hat Green (1977) untersucht. Metz (1991) verwendete eine kanonische Korrelationsanalyse (CCA) um nachzuweisen ob zwischen dem Auftreten langperiodischer Anomalien und ebenfalls langperiodischen Änderungen der Vorticityflusskonvergenz Gemeinsamkeiten bestehen. Die Konvergenzen entstanden durch hochfrequente synoptisch-skalige Eddies. Er fand drei signifikante Moden für den Atlantischen- und einen für den Pazifischen-Raum. Diese Moden konnte er in Verbindung mit Telekonnections-Mustern und blockierenden Hochs über dem Atlantik bringen.

Li und Ji (1997) beschränkten sich auf der Suche nach möglichen Anregungsmechanismen für Telekonnectionen einen anderen Weg. Sie berechneten das Antriebsfeld, welches nach Ablauf der Optimierungszeit eine Störung mit $x(t_0) = 0$ zu größtmöglichem Störungswachstum führt. Ihre Bemühungen gipfelten, ähnlich wie bei der Berechnung von SV's, in einem Eigenwertproblem, dessen Lösungen die effizienten Antriebsmuster sind. Sie stellen ebenfalls einen Satz orthogonaler Moden dar.

Die vorliegende Arbeit erweitert das Konzept des effizienten Antriebes auf Störungen mit der Anfangsbedingung $x(t_0) \neq 0$. D.h.: Es sollen die Anfangsstörungen bestimmt werden, die während eines Optimierungsintervalles größtmögliches Störungswachstum unter dem Einfluß eines "externen" Antriebsfeldes besitzen. Die Lösung des Optimierungsproblems erfolgt anhand eines barotropen Modells, linearisiert um zeituabhängige Grundströme. Der benötigte Antrieb wird ebenfalls als zeitlich konstant

angenommen. Als Antriebsfeld kommt die von Metz (1991) berechnete, optimal korrelierte Stromfunktionstendenz für ein blockierendes Hoch im atlantischen Raum zum Einsatz.

2 Modell

Den Ausgangspunkt für die nachfolgenden Untersuchungen stellt die divergenzfreie barotrope Vorticitygleichung dar. Sie besitzt die Gestalt:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{v} (\zeta + f) - \alpha \zeta - \gamma \nabla^4 \zeta + F \quad (1)$$

wobei ζ die relative Vorticity, $\mathbf{v} = (u, v)$ der horizontale Geschwindigkeitsvektor, f der Coriolis-Parameter, α der lineare Reibungs- und γ der Diffusionskoeffizient sind. Als Standardwerte für die 300 hPa Druckfläche kommen $\alpha = 1/7 \text{ Tag}^{-1}$ und $\gamma = 2.239 \cdot 10^{16} \text{ m}^4 \text{ s}^{-1}$ zur Anwendung. Die Variable F stellt ein, zu diesem Zeitpunkt, nicht näher spezifiziertes Antriebsfeld dar. Die divergenzfreie Windgeschwindigkeit erhält man aus $\mathbf{v} = \mathbf{k} \times \nabla \psi$, ψ wird als Stromfunktion bezeichnet. Aus ihr läßt sich die Vorticity berechnen, es gilt:

$$\zeta = \nabla^2 \psi. \quad (2)$$

Nach Linearisierung ($\psi = \bar{\psi} + \psi'$) und Diskretisierung (Metz 1994) erhält man folgendes n -dimensionales inhomogenes lineares Differentialgleichungssystem:

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{A}\mathbf{x} + \mathbf{f} \quad (3)$$

mit dem reellen Vektor $\mathbf{x} = (x_1, \dots, x_n)$, in dem die Kugelfunktionskoeffizienten der Störungsstromfunktion ψ' (abwechselnd Real- und Imaginärteile) angeordnet sind, der reellen $(n \times n)$ -Matrix \mathbf{A} , welche ausschließlich von dem Grundstrom $\bar{\psi}$ abhängig ist und einem reellen Antriebsvektor $\mathbf{f} = (f_1, \dots, f_n)$.

3 Methode

Die Lösung von Gleichung (3) besitzt mit der Anfangsbedingung $\mathbf{x}(t_0) = \mathbf{x}_0$ die allgemeine Form:

$$\mathbf{x}(t) = \mathbf{P}(t, t_0)\mathbf{x}_0 + \int_{t_0}^t \mathbf{P}(t, \tau)\mathbf{f}(\tau)d\tau \quad (4)$$

Unter den Voraussetzungen das der Antriebsvektor \mathbf{f} , der Grundstrom $\bar{\psi}$ und damit auch die Matrix \mathbf{A} zeitlich konstant sind, findet man:

$$\mathbf{x}(t) = \mathbf{P}\mathbf{x}_0 + \mathbf{R}\mathbf{f} \quad (5)$$

mit

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}(t, t_0) = e^{(t-t_0)\mathbf{A}} \quad (6)$$

und

$$\mathbf{R} = \mathbf{R}(t, t_0) = \mathbf{P}(t, t_0)\mathbf{A}^{-1} - \mathbf{A}^{-1}. \quad (7)$$

Die Aufgabe die sich stellt lautet nun diejenige Anfangstörung \mathbf{x}_0 zu finden, die die kinetische Energie nach Ablauf eines im Vorfeld festzulegenden Optimierungsintervalls T_{opt} maximiert, unter der Nebenbedingung das die kinetische Energie zum Anfangszeitpunkt eins beträgt. Man kann zeigen, daß sich die kinetische Energie in Form eines Skalarproduktes darstellen läßt (Heinrich und Metz 2001)

$$E_{kin} = \|\mathbf{x}\|^2 = \langle \mathbf{x}, \mathbf{x} \rangle = \mathbf{x}^T \mathbf{D} \mathbf{x}. \quad (8)$$

Die dabei auftauchende $(n \times n)$ -Matrix \mathbf{D} besitzt Diagonalgestalt. Unter Verwendung der Gleichung (5) findet man für die kinetische Energie zum Optimierungszeitpunkt $t = t_0 + T_{opt}$

$$E_{kin}(t) = \|\mathbf{x}(t)\|^2 = \|\mathbf{P}\mathbf{x}_0 + \mathbf{R}\mathbf{f}\|^2 = \quad (9)$$

$$\mathbf{x}_0^T \mathbf{P}^T \mathbf{D} \mathbf{P} \mathbf{x}_0 + \mathbf{x}_0^T \mathbf{P}^T \mathbf{D} \mathbf{R} \mathbf{f} + \mathbf{f}^T \mathbf{R}^T \mathbf{D} \mathbf{P} \mathbf{x}_0 + \mathbf{f}^T \mathbf{R}^T \mathbf{D} \mathbf{R} \mathbf{f}.$$

Analog dazu gelangt man zur kinetischen Energie des Anfangszeitpunktes $t = t_0$

$$E_{kin}(t_0) = \mathbf{x}_0^T \mathbf{D} \mathbf{x}_0. \quad (10)$$

Die Optimierungsaufgabe lautet:

$$\|\mathbf{x}(t)\|^2 = Max! \quad (11)$$

unter der Nebenbedingung:

$$g(\mathbf{x}_0) = \|\mathbf{x}_0\|^2 - 1 = 0. \quad (12)$$

Nebenbedingungen bei Optimierungsaufgaben werden üblicherweise mittels Lagrange-sche Multiplikatoren berücksichtigt.

3.1 Notwendige Bedingung

Ist \mathbf{x}_{opt} ein relatives Maximum (Minimum) von (11) und (12), dann muß es folgender Bedingung genügen:

$$\left. \frac{dH}{d\mathbf{x}_0} \right|_{\mathbf{x}_{opt}} = \mathbf{0} \quad (13)$$

für

$$H := \|\mathbf{x}(t)\|^2 - \lambda (\|\mathbf{x}_0\|^2 - 1) \quad (14)$$

mit dem Lagrangeschen Multiplikator λ . Die Auswertung von (13) und (14) führt zu der Gleichung:

$$\mathbf{K}\mathbf{x}_{opt} - \lambda\mathbf{x}_{opt} = \mathbf{F} \quad (15)$$

mit der $(n \times n)$ -Matrix $\mathbf{K} = \mathbf{D}^{-1}\mathbf{P}^T\mathbf{D}\mathbf{P}$ und dem Vektor $\mathbf{F} = -\mathbf{D}^{-1}\mathbf{P}^T\mathbf{D}\mathbf{R}\mathbf{f}$. Für die Matrix \mathbf{K} gelte folgendes Eigenwertproblem:

$$\mathbf{K}\mathbf{e}_i - \lambda_i\mathbf{e}_i = 0. \quad (16)$$

Man kann zeigen, daß die Eigenvektoren \mathbf{e}_i die Lösungen des homogenen Optimierungsproblems sind (Heinrich 1999). Der Eigenwert λ_i läßt sich im homogenen Fall als der zum i -ten Eigenvektor \mathbf{e}_i gehörende Verstärkungsfaktor interpretieren. Sie lassen sich ihrer Größe nach anordnen ($\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \dots \geq \lambda_n$). D.h., der Eigenvektor \mathbf{e}_1 stellt die Anfangsstörung dar, die für $\mathbf{f} = \mathbf{0}$ in Gleichung (3) das größte Störungswachstum besitzt. Für die \mathbf{e}_i gilt folgende Orthogonalitätsrelation:

$$\langle \mathbf{e}_i, \mathbf{e}_j \rangle = \delta_{i,j}. \quad (17)$$

Für $\lambda \neq \lambda_i$, $i = 1, \dots, n$ lautet die Lösung von Gleichung (15):

$$\mathbf{x}_{opt} = \frac{1}{\lambda} \sum_{i=1}^n \frac{\lambda_i}{\lambda_i - \lambda} \langle \mathbf{F}, \mathbf{e}_i \rangle \mathbf{e}_i - \frac{1}{\lambda} \mathbf{F}. \quad (18)$$

Falls \mathbf{F} sich als Linearkombination der \mathbf{e}_i darstellen läßt, d.h., es gilt $\mathbf{F} = \sum_i \langle \mathbf{F}, \mathbf{e}_i \rangle \mathbf{e}_i$ bekommt die Lösung für $\lambda \neq \lambda_i$ die Gestalt:

$$\mathbf{x}_{opt} = \sum_{i=1}^n \frac{\langle \mathbf{F}, \mathbf{e}_i \rangle}{\lambda_i - \lambda} \mathbf{e}_i. \quad (19)$$

Das Ausnutzen der Nebenbedingung (12) liefert eine Bestimmungsgleichung für λ . Es gilt:

$$g(\mathbf{x}_{opt}) = g(\lambda) = \left\| \sum_{i=1}^n \frac{\langle \mathbf{F}, \mathbf{e}_i \rangle}{\lambda_i - \lambda} \mathbf{e}_i \right\|^2 - 1 = 0. \quad (20)$$

Verwenden der Relation (17) ergibt:

$$\sum_{i=1}^n \left(\frac{\langle \mathbf{F}, \mathbf{e}_i \rangle}{\lambda_i - \lambda} \right)^2 - 1 = 0. \quad (21)$$

Wegen dem Auftauchen von λ im Nenner des Bruches stellt diese Gleichung ein Polynom $2(n-1)$ -ten Grades dar. Die reellen Nullstellen ergeben somit, eingesetzt in (19), die möglichen Lösungen der Optimierungsaufgabe (11) und (12). Aufgrund der relativ "unangenehmen" Gestalt der Funktion $g(\lambda)$ lassen sich an dieser Stelle nur globale Aussagen treffen. Die Berechnung der Nullstellen muß in der Praxis dann mit numerischen Methoden erfolgen. $g(\lambda)$ besitzt für $\lambda = \lambda_i$ Polstellen. Es gilt:

$$\lim_{\lambda \rightarrow \pm \lambda_i} g(\lambda) = +\infty. \quad (22)$$

Weiterhin findet man:

$$\lim_{\lambda \rightarrow \pm\infty} g(\lambda) = -1. \quad (23)$$

Für $i = 1$ folgt daraus sofort:

$$\lambda_1 < \lambda_0 < +\infty \quad (24)$$

d.h., zwischen λ_1 und $+\infty$ existiert mindestens eine Nullstelle λ_0 von $g(\lambda)$.

3.2 Hinreichende Bedingung

\mathbf{x}_{opt} ist ein relatives Maximum (Minimum) der Optimierungsaufgabe (11) und (12) wenn (13) gilt und die quadratische Form

$$Q(\mathbf{z}) := \mathbf{z}^T \mathbf{H}'' \mathbf{z} \quad (25)$$

für jedes $\mathbf{z} = (z_1, \dots, z_n)$ negativ (positiv) definit ist. Die Matrix \mathbf{H}'' besteht aus den zweiten partiellen Ableitungen von \mathbf{H} nach x_i . Das i, j -te Element besitzt die Gestalt:

$$\{\mathbf{H}''\}_{i,j} = \left. \frac{\partial^2 H}{\partial x_i \partial x_j} \right|_{\mathbf{x}_{opt}}. \quad (26)$$

Die x_i bezeichnen die einzelnen Komponenten von \mathbf{x}_0 . Für das zur Untersuchung stehende Optimierungsproblem (11) und (12) liefert die Berechnung dieser Matrix:

$$\mathbf{H}'' = \mathbf{P}^T \mathbf{D} \mathbf{P} - \lambda \mathbf{D}. \quad (27)$$

Die Definitheit der Form (25) läßt sich aus den Eigenwerten von \mathbf{H}'' ablesen. Falls alle Eigenwerte von \mathbf{H}'' negativ (positiv) sind dann ist die quadratische Form $Q(\mathbf{z})$ negativ (positiv) definit und \mathbf{x}_{opt} ist ein relatives Maximum (Minimum).

Aufgrund der Diagonalgestalt von \mathbf{D} handelt es sich bei \mathbf{H}'' um eine symmetrische $(n \times n)$ -Matrix. Die Eigenwerte können im Allgemeinen nur mit numerischen Verfahren errechnet werden. Trotzdem lassen sich für einen bestimmten Fall Aussagen treffen. Diese sind durch das Verhalten der Funktion $g(\lambda)$ begründet. Setzt man (27) in (25) ein und fordert das es sich bei der Lösung der Optimierungsaufgabe um ein Maximum handelt, dann gilt: $\mathbf{z}^T \mathbf{P}^T \mathbf{D} \mathbf{P} \mathbf{z} - \lambda \mathbf{z}^T \mathbf{D} \mathbf{z} < 0$. Einige Umformungen liefern:

$$\frac{\mathbf{z}^T \mathbf{P}^T \mathbf{D} \mathbf{P} \mathbf{z}}{\mathbf{z}^T \mathbf{D} \mathbf{z}} \leq \frac{\mathbf{e}_1^T \mathbf{P}^T \mathbf{D} \mathbf{P} \mathbf{e}_1}{\mathbf{e}_1^T \mathbf{D} \mathbf{e}_1} = \lambda_1 < \lambda = \lambda_0. \quad (28)$$

D.h., bei der zur Nullstelle λ_0 aus (24) gehörigen Lösung \mathbf{x}_{opt} muß es sich um ein relatives Maximum handeln.

Der erste inhomogene optimale Vektor ist definiert, als die Anfangsbedingung, die den größten Verstärkungsfaktor σ besitzt. Für normierte Störungen läßt sich σ folgendermaßen berechnen:

$$\sigma = \langle \mathbf{x}_{opt}(t), \mathbf{x}_{opt}(t) \rangle. \quad (29)$$

3.3 Spezialfälle

(i) $\mathbf{F} = a\mathbf{e}_i$ mit $a \in \mathcal{R}$, $a > 0$

Aus der Nebenbedingung (21) folgt:

$$g(\lambda) = \left(\frac{a}{\lambda_i - \lambda} \right)^2 - 1 = 0. \quad (30)$$

Die Nullstellen lauten:

$$\lambda_{\pm} = \lambda_i \pm a. \quad (31)$$

Die Lösungen des Optimierungsproblems lauten somit:

$$\mathbf{x}_{opt}^{\pm} = \mp \mathbf{e}_i. \quad (32)$$

Aus der hinreichenden Bedingung (28) folgt sofort, daß es sich für $a > \lambda_1 - \lambda_i$ bei \mathbf{x}_{opt}^+ um ein relatives Maximum handelt. Aufschluß darüber, ob \mathbf{x}_{opt}^+ ebenfalls globales Maximum ist gibt die Berechnung der zu \mathbf{x}_{opt}^+ und \mathbf{x}_{opt}^- gehörigen Verstärkungsfaktoren. Aus $\|\mathbf{x}_{opt}^+\|^2 = \|\mathbf{x}_{opt}^-\|^2 = \|\mathbf{e}_i\|^2 = 1$ folgt:

$$\sigma^+ = \frac{\|\mathbf{P}\mathbf{x}_{opt}^+ + \mathbf{R}\mathbf{f}\|^2}{\|\mathbf{x}_{opt}^+\|^2} = \lambda_i + 2a + \frac{a^2}{\lambda_i} \quad (33)$$

$$\sigma^- = \frac{\|\mathbf{P}\mathbf{x}_{opt}^- + \mathbf{R}\mathbf{f}\|^2}{\|\mathbf{x}_{opt}^-\|^2} = \lambda_i - 2a + \frac{a^2}{\lambda_i} \quad (34)$$

und damit $\sigma^+ > \sigma^-$. Das bedeutet \mathbf{x}_{opt}^+ ist das globale Maximum der Optimierungsaufgabe. Aus (33) kann man ebenfalls erkennen das $\sigma^+ > \lambda_i$ gilt. Der im inhomogenen Fall erreichte Verstärkungsfaktor ist somit größer als der der homogenen Optimierung. Da $\sigma^+ \neq \lambda^+$ kann man weiterhin folgern, daß der Lagrangesche Multiplikator λ der inhomogenen Optimierung nicht als Verstärkungsfaktor interpretierbar ist.

(ii) $\lambda = \lambda_j$

Ist $\lambda = \lambda_j$ ein Eigenwert von \mathbf{K} , dann besitzt (15) genau dann eine Lösung, wenn \mathbf{F} orthogonal zu \mathbf{e}_j ist. D.h., es muß

$$\langle \mathbf{F}, \mathbf{e}_j \rangle = 0 \quad (35)$$

gelten. Für diesen Fall besitzt die allgemeine Lösung die Gestalt:

$$\mathbf{x}_{opt} = \sum_{i \neq j} \frac{\langle \mathbf{F}, \mathbf{e}_i \rangle}{\lambda_i - \lambda} \mathbf{e}_i + c \mathbf{e}_j \quad (36)$$

mit einem beliebigen $c \in \mathcal{R}$. Die Nebenbedingung (20) lautet für diesen Fall:

$$\sum_{i \neq j} \left(\frac{\langle \mathbf{F}, \mathbf{e}_i \rangle}{\lambda_i - \lambda} \right)^2 + c^2 - 1 = 0. \quad (37)$$

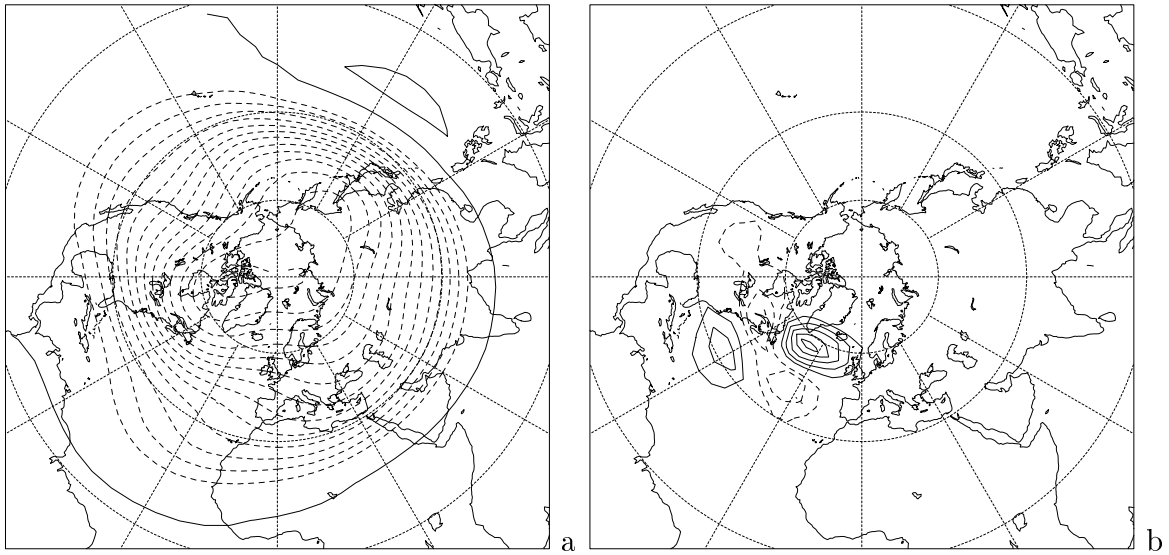


Abbildung 1: (a) Klimatologischer Grundstrom (D,J,F) der 300 hPa Stromfunktion. Der Isolinienabstand beträgt $10 \times 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, gestrichelte Linien stellen negative Werte dar. (b) 300 hPa Antriebsfeld in $\text{m}^2 \text{ s}^{-2}$.

Wie man leicht feststellen kann, erfüllt $\mathbf{F} = \mathbf{0}$ die Bedingung (35). Aus den Gleichungen (36) und (37) folgt somit $\mathbf{x}_{opt} = \pm \mathbf{e}_j$. D.h., \mathbf{x}_{opt} stellt die Lösung des homogenen Optimierungsproblems dar.

4 Ergebnisse

Das im vorangegangenen Abschnitt vorgestellte Verfahren soll im Folgenden seine Anwendung in der Stabilitätsanalyse zeitlich unabhängiger atmosphärischer Strömungen finden. Der verwendete Grundstrom resultiert aus täglichen (00 UTC) globalen ECMWF Reanalysen. Der zur Verfügung stehende Datensatz umfasst 15 Jahre, von 1978 bis 1994. Das 15-jährige Mittel der Dezember-, Januar- und Februar-Werte der 300 hPa Stromfunktion ist in Abb. 1a dargestellt. Abb. 1b zeigt das für die Berechnung der inhomogenen optimalen Vektoren benötigte Antriebsfeld. Dieses Feld ist äquivalent dem zum Atlantik-Block gehörenden optimal korrelierten Vorticityflusses, welcher aus hochfrequenten synoptisch-skaligen Eddies resultiert, berechnet von Metz (1991) (siehe Abb. 9f in seinem Artikel). Die hier dargestellte Struktur besitzt die Einheit einer Stromfunktionstendenz und wurde für die 300 hPa Druckfläche ermittelt.

Um den Einfluß des Antriebsfeldes auf die Struktur und zeitliche Entwicklung der inhomogenen optimalen Vektoren zu untersuchen, erfolgte eine Skalierung des Beitrages der speziellen Lösung des inhomogenen Systems (3) zum Zeitpunkt t_k auf eine

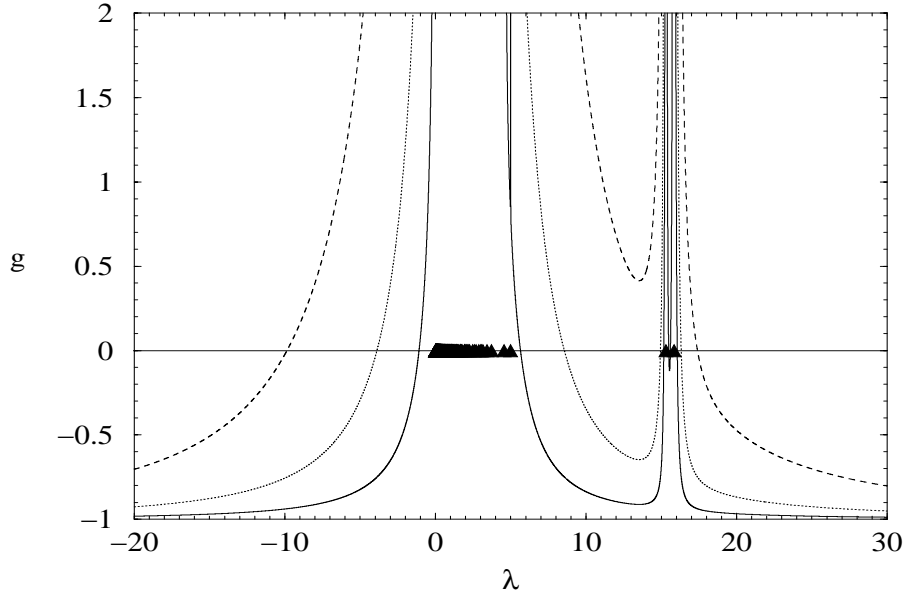


Abbildung 2: Nebenbedingung g des Optimierungsproblems als Funktion von λ für $c = 0.5$ (durchgezogen), $c = 1.0$ (gepunktet) und $c = 2.0$ (gestrichelt). Die drei dargestellten Fälle sind mit $t_k = 12$ h gerechnet, die Dreiecke stellen die homogenen Eigenwerte λ_i dar.

kinetische Energie c

$$E_{kin}^f(t_k) = \langle \mathbf{R}(t_k, t_0) \mathbf{f}, \mathbf{R}(t_k, t_0) \mathbf{f} \rangle = c. \quad (38)$$

Für ein Optimierungsintervall von 96 h zeigt die Abb. 2 die Nebenbedingung g als Funktion von λ . Dargestellt sind die Verhältnisse für $t_k = 12$ h und $c = 0.5, 1.0$ und 2.0 . Die Dreiecke symbolisieren die Eigenwerte λ_i des homogenen Optimierungsproblems. Für $c = 0.5$ existieren sechs Nullstellen (durchgezogene Linie) und somit sechs potentielle Kandidaten für den ersten inhomogenen optimalen Vektor. Mit Vergrößerung des Antriebes kann man feststellen, dass die Nullstellen zwischen dem ersten und zweiten sowie zweiten und dritten homogenen Eigenwert verschwinden. Für $c = 1.0$ kann man vier Nullstellen (gepunktete Linie) und für $c = 2.0$ nur noch zwei (gestrichelte Linie) beobachten. Ebenfalls geht mit einer Erhöhung von c eine Vergrößerung (Verkleinerung) des Wertes der größten (kleinsten) Nullstelle einher.

Aufschluß ob die mit den Nullstellen assoziierten Strukturen relative Maxima oder Minima darstellen gibt die hinreichende Bedingung des Optimierungsproblems. Ihre Auswertung zeigt, daß die Anfangszustände, welche mit negativen Nullstellen verknüpft sind für alle drei betrachteten c -Werte relative Minima sind. Inhomogene optimale Störungen, welche aus positiven Nullstellen resultieren stellen relative Maxima dar. In Tabelle 1 sind die Ergebnisse für die verschiedenen c -Werte zusammengefasst. Die mit den jeweils größten Nullstellen zusammenfallenden Anfangsstörungen besitzen in allen

c	Nullstelle	Verstärkungsfaktor σ	Extrema
0.5	16.06	22.54	Max!
	15.60	21.78	Max!
	15.49	21.77	Max!
	15.16	21.28	Max!
	5.65	14.14	Max!
	-1.09	1.62	Min!
1.0	16.32	41.74	Max!
	14.94	39.83	Max!
	8.56	36.88	Max!
	-3.89	12.45	Min!
2.0	17.40	117.17	Max!
	-9.86	67.41	Min!

Tabelle 1: Nullstellen, Verstärkungsfaktoren und Ergebnisse der Untersuchung der hinreichenden Bedingung für $t_k = 12$ h und $c = 0.5, 1.0$ und 2.0 .

drei Fällen den größten Verstärkungsfaktor und sind demzufolge die ersten inhomogenen optimalen Vektoren. Man kann ebenfalls sehen, dass mit einer Verstärkung des Antriebes eine Vergrößerung der Verstärkungsfaktoren einhergeht.

Die zeitliche Entwicklung der Verstärkungsfaktoren der ersten inhomogenen optimalen Vektoren für die Optimierungszeiten 12, 24, 48, 96 und 192 Stunden ist in Abb. 3 dargestellt. Als Skalierungsparameter für das Antriebsfeld kamen $t_k = 12$ h und $c = 0.5$ zur Anwendung. Zur Zeit $t = t_0$ besitzen alle Störungen Einheitsamplitude entsprechend der bei der Formulierung des Optimierungsproblems geforderten Nebenbedingung (12). Wie man dieser Abbildung weiterhin entnehmen kann, weist jeder inhomogene optimale Vektor zum jeweiligen Optimierungszeitpunkt den größten Verstärkungsfaktor auf.

Die Abb. 4 zeigt den ersten inhomogenen optimalen Vektor für 96 h mit $t_k = 12$ h und $c = 1.0$ zusammen mit seiner zeitlichen Entwicklung nach 24, 48 und 96 h (Abb. 4a-d). Alle dargestellten Störungsfelder sind normiert, so dass der inhomogene optimale Vektor zu jedem Entwicklungszeitpunkt die kinetische Energie eins besitzt. Zum Zeitpunkt $t = t_0$ konzentrieren sich die Amplituden in zwei Regionen, dem Südasiati-

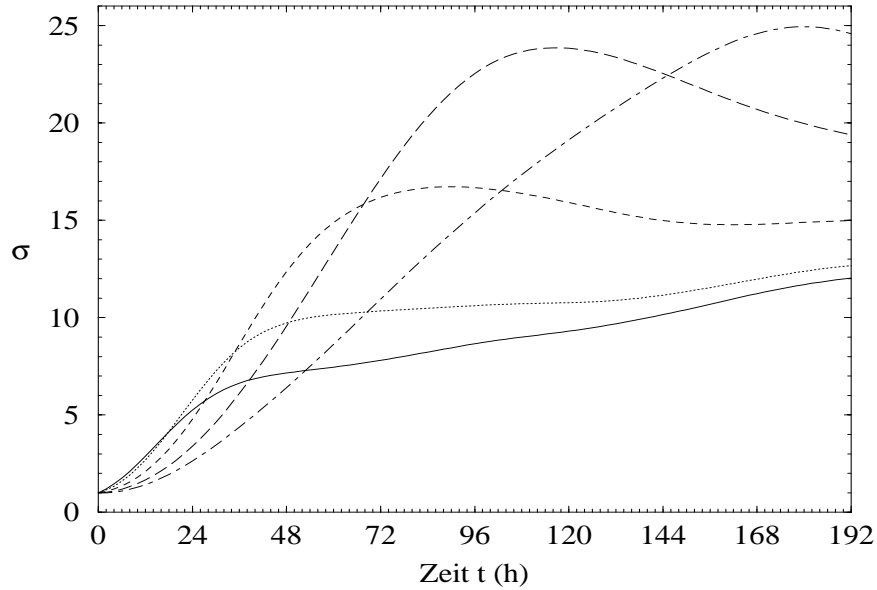


Abbildung 3: Zeitliche Entwicklung der Verstärkungsfaktoren $\sigma(t)$ des ersten inhomogenen optimalen Vektors für 12 (durchgezogen), 24 (gepunktet), 48 (gestrichelt), 96 (lang gestrichelt) und 192 Stunden (strich punkt).

schen Raum und über Nordamerika. Das Maximum befindet sich in dem erstgenannten Gebiet. Das asiatische Wellenpaket bewegt sich im Zuge seiner zeitlichen Entwicklung stromab, entlang der klimatologischen Jetachse (siehe Abb. 1a). Bei dieser Bewegung richten sich die einzelnen Wellenberge und Täler bzgl. der Jetachse auf. Zum Optimierungszeitpunkt, nach 96 h, befindet sich sein dominanter Anteil über dem Pazifik. Von diesem Zeitpunkt an ist der Zerfall des Wellenpaketes zu beobachten. Der nordamerikanische Störungsanteil bewegt sich entlang der Atlantikjetachse, ebenfalls stromab. Dabei bildet er ein von Nord nach Süd orientiertes Dipolmuster aus, welches zum Optimierungszeitpunkt eine Amplitude besitzt, die vergleichbar mit der im pazifischen Raum ist.

Der Einfluß der Stärke des Antriebes auf die Struktur der inhomogenen optimalen Vektoren ist in Abb. 5 gezeigt. Dargestellt sind die inhomogenen optimalen Vektoren zum Zeitpunkt $t = t_0$ mit $c = 0.5$ (Abb. 5a) und $c = 2.0$ (Abb. 5c) zusammen mit ihrem Aussehen zum Optimierungszeitpunkt nach 96 h (Abb. 5b bzw. d). Eine Erhöhung des Antriebes führt zu einer Verlagerung der Störungsamplitude von dem Asiatischen in den Nordamerikanischen Raum. Für $c = 0.5$ ist zum Anfangszeitpunkt keine Störungsamplitude über Nordamerika lokalisiert. Anders dagegen bei $c = 2.0$, hier dominiert die Nordamerikanische Region. Gleiches bleibt für die Verlagerung der Störungsamplitude zum Optimierungszeitpunkt vom Pazifischen in den Euro-Atlantischen Raum festzuhalten.

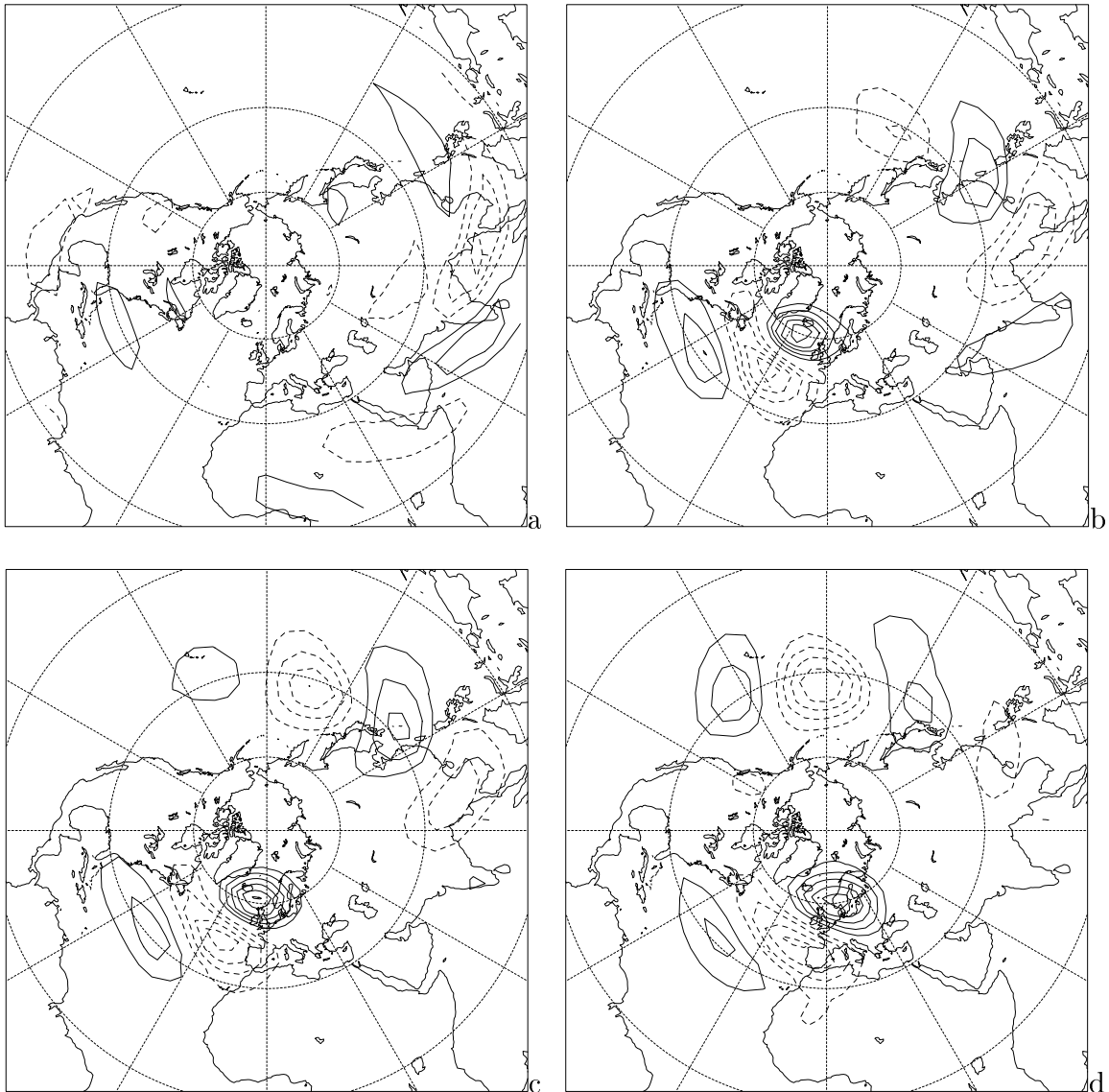


Abbildung 4: Erster inhomogener optimaler Vektor für 96 Stunden (a) zum Zeitpunkt $t = t_0$, (b) nach 24 Stunden, (c) nach 48 Stunden und (d) nach 96 Stunden Entwicklung.

5 Diskussion

Für lineare inhomogene Probleme wird eine Methode vorgestellt, welche die Anfangsstörung liefert, die unter einem vorgegebenen Antriebsfeld größtmögliches Störungswachstum besitzt. Der Antrieb und die Umgebung, durch welche sich eine Störung ausbreitet, üben somit einen Einfluss auf ihre Entwicklung aus.

Es war möglich zu zeigen, daß die inhomogenen Störungen nach den optimalen Vektoren des homogenen Optimierungsproblems in Form einer Reihe entwickelbar sind.

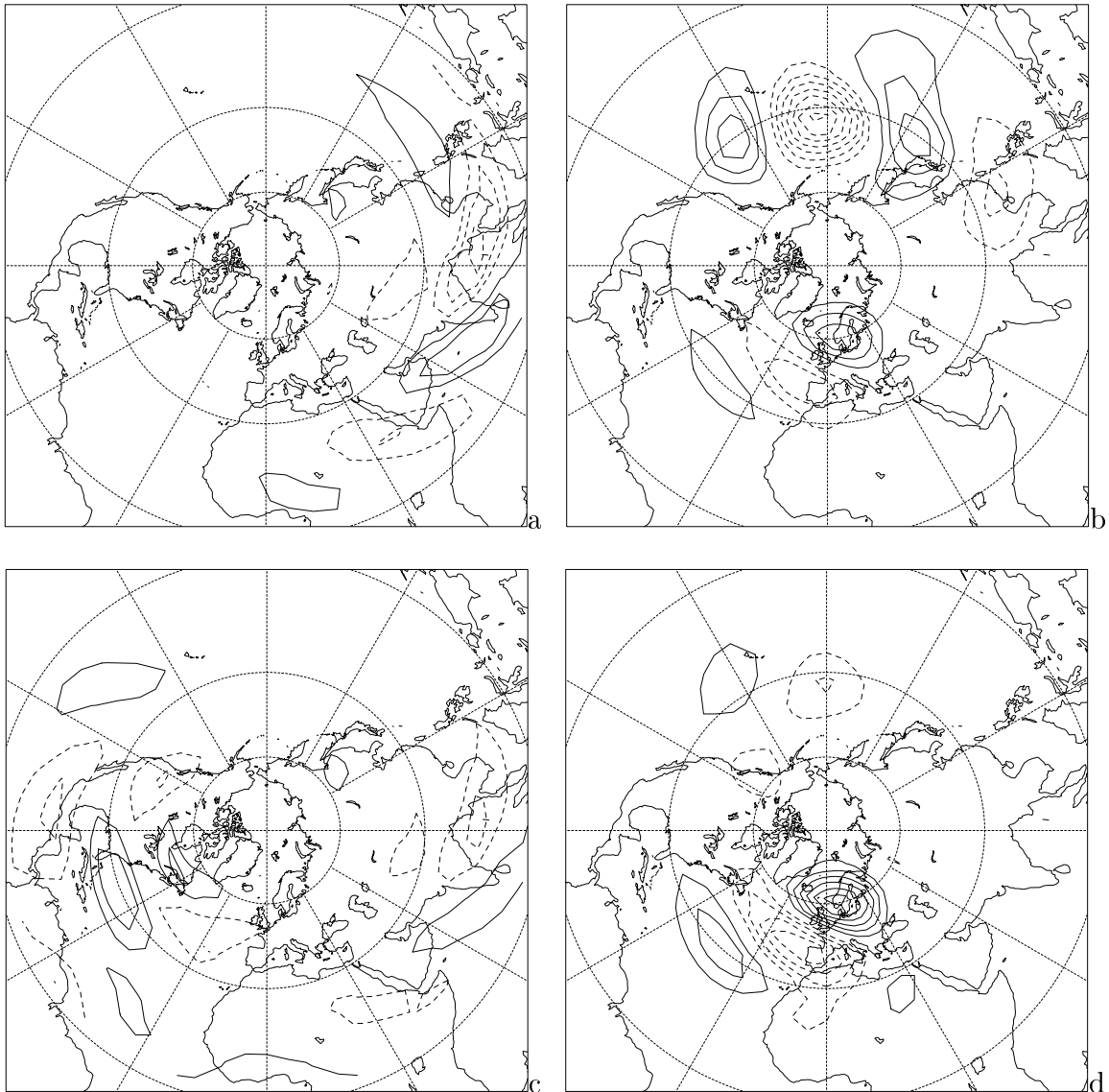


Abbildung 5: Erster inhomogener optimaler Vektor für 96 Stunden zu den Zeitpunkten $t = t_0$ mit (a) $c = 0.5$, (c) $c = 2.0$ und $t = 96$ h mit (b) $c = 0.5$, (d) $c = 2.0$.

Die einzelnen Koeffizienten der Reihenglieder sind proportional zur Projektion des Antriebsvektors auf den jeweiligen homogenen optimalen Vektor. Die inhomogenen optimalen Vektoren sind mit den Nullstellen der Nebenbedingung verbunden, welche einheitliche kinetische Energie zum Anfangszeitpunkt fordert. Die Anzahl der Nullstellen hängt von der Stärke des verwendeten Antriebsfeldes ab. Eine Verstärkung führt zu einer Verminderung der Anzahl und anders herum. Somit stehen im Allgemeinen mehrere potentielle Kandidaten für die Anfangsstörung zur Verfügung, die maximales Störungswachstum besitzt. All diese inhomogenen optimalen Vektoren unterscheiden

sich durch ihr jeweiliges Störungswachstum. Der mit dem größten Wachstum ist der erste inhomogene optimale Vektor.

Aus dem funktionellen Aussehen der Nebenbedingung folgte, daß mindestens eine Nullstelle λ_0 in dem Intervall $\lambda_1 < \lambda_0 < \infty$ existiert. Weiterhin konnte gezeigt werden, daß der damit verbundene inhomogene optimale Vektor mindestens ein relatives Maximum ist. Die numerischen Experimente im zweiten Teil zeigten, daß für alle drei c -Werte λ_0 mit einem globalen Maximum, dem ersten inhomogenen optimalen Vektor verknüpft ist.

In der nördlichen Hemisphäre existieren zwei Hauptenergiequellen für barotropes Störungswachstum, der Asiatische Subtropenjet und der Atlantikjet. Ohne externen Antrieb dominiert ersterer den Ort und die Entwicklung barotroper Instabilitäten (Molteni und Palmer 1993; Buizza und Molteni 1996). Bei Berücksichtigung eines Antriebsfeldes konnte gezeigt werden, daß je nach Stärke, der Nordamerikanische Sektor, gelegen im Eingangsbereich des Atlantikjets, zunehmend an Dominanz gewinnt. Bei schwachem Antrieb spielt sich das Hauptgeschehen im Asiatisch/Pazifischen Raum ab. Der erste inhomogene optimale Vektor besitzt sehr starke Ähnlichkeit mit den nicht-angetriebenen ersten optimalen Vektoren (siehe dazu Molteni und Palmer 1993). Die Korrelation zwischen beiden Strukturen beträgt 0.96. Mit einer Verstärkung des Antriebes auf $c = 2.0$ fällt die Korrelation auf 0.53, d.h. auch homogene optimale Vektoren mit suboptimalem Störungswachstum spielen bei der Konstruktion des inhomogenen optimalen Vektors eine Rolle, nämlich jene die im Nordamerikanischen Raum liegen.

Im Laufe der zeitlichen Entwicklung des ersten inhomogenen optimalen Vektors bildet sich im Nordatlantischen Raum ein von Nord nach Süd orientierter Dipol aus. Dieses Muster breitet sich im weiteren Verlauf nach Osten aus und besitzt nach ca. 48 h Ähnlichkeit mit der von Metz (1991) mittels CCA (kanonische Korrelationsanalyse) ermittelten Blockinganomalie. Eine Verkürzung der Optimierungszeit auf 48 h bestätigte dieses Ergebnis (nicht gezeigt).

Literatur

- Barkmeijer, J., P. Houtekamer, and X. Wang, 1993:** Validation of a skill prediction method. *Tellus*, **45A**, 424–434.
- Borges, M. D., and D. L. Hartmann, 1992:** Barotropic instability and optimal perturbations of observed nonzonal flows. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 335–354.
- Buizza, R., and F. Molteni, 1996:** The role of finite-time barotropic instability during transition to blocking. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 1675–1697.
- Colucci, S. J., and T. L. Alberta, 1996:** Planetary-scale climatology of explosive cyclogenesis and blocking. *Mon. Weather Rev.*, **124**, 2509–2520.
- Ehrendorfer, M., and J. J. Tribbia, 1997:** Optimal prediction of forecast error covariances through singular vectors. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 286–313.

- Gelaro, R., R. H. Langland, G. D. Rohaly, and T. E. Rosmond, 1999:** An assessment of the singular-vector approach to targeted observing using the FASTEX data set. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **125**, 3299–3328.
- Gelaro, R., T. Rosmond, and R. Daley, 2002:** Singular vector calculations with an analysis error variance Metric. *Mon. Wea. Rev.*, **130**, 1166–1186.
- Green, J. S. A., 1977:** Some dynamical consideration of the drought. *Weather*, **32**, 120–126.
- Heinrich, H., 1999:** Optimal wachsende Störungen in einem barotropen Modell. *Diplomarbeit am Institut für Meteorologie der Universität Leipzig*.
- Heinrich, H., and W. Metz, 2001:** Das lokale Optimierungsproblem. *Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der Universität Leipzig*, **Band 22**, 121–136.
- Li, Z., and L. Ji, 1997:** Efficient forcing and atmospheric teleconnections. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **123**, 2401–2423.
- Lorenz, E. N., 1965:** A study of the predictability of a 28-variable atmospheric model. *Tellus*, **17**, 321–333.
- Metz, W., 1991:** Optimal relationship of large-scale flow patterns and the barotropic feedback due to high-frequency eddies. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 1141–1159.
- Metz, W., 1994:** Singular modes and low-frequency atmospheric variability. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 1740–1753.
- Molteni, F., and T. N. Palmer, 1993:** Predictability and finite-time instability of the northern winter circulation. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **118**, 269–298.
- Molteni, F., T. N. Palmer, and T. Petroliaqis, 1996:** The ECMWF ensemble prediction system: Methodology and validation. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **122**, 73–119.
- Tsou, C., and P. J. Smith, 1990:** The role of synoptic/planetary-scale interactions during the development of a blocking anticyclone. *Tellus*, **42A**, 174–193.

Adresse der Autoren:

Harald Heinrich, Werner Metz
Universität Leipzig, Institut für Meteorologie
Stephanstr. 3
04103 Leipzig

Jahresbericht des Instituts für Meteorologie der Universität Leipzig 2002

1. Bearbeitete Forschungsprojekte

Säkulare Änderungen im Hochwassergeschehen Mitteleuropas

Dr. Michael Börngen, Prof. Gerd Tetzlaff, Wolfgang Feck-Yao, Dr. Manfred Mudelsee
Finanzierung: DFG (TE 51/15-1,2)

Auf der Basis kritisch bewerteter historischer Quellen sollen säkulare Änderungen im Hochwassergeschehen Mitteleuropas analysiert werden. Es werden Aussagen zu langfristigen Variationen im Wasserhaushalt und zu den meteorologisch-klimatologischen Bedingungen für das Auftreten von Extremsituationen erwartet. Dabei soll geklärt werden, ob es eine wechselnde Dominanz von Sommer- und Winterhochwässern gibt und ob sich Rhythmen, wie z.B. der solare Gleissberg-Zyklus, in den hydrographischen Daten widerspiegeln. Auch ist zu prüfen, ob Angaben zu größtmöglichen Wasserhöhen erreichbar sind. Für die Beantwortung dieser Fragen ist der Abschluss der Edition der Weikinn'schen hydrographischen Quellentexte (Zeitraum bis 1850) erforderlich.

Untersuchung transienter Wellenzüge in der Troposphäre der Südhemisphäre bei ruhiger und gestörter Stratosphäre.

Dipl. Met. Harald Heinrich, Dr. Uwe Harlander (NIOZ Netherlands), Prof. Werner Metz,
Finanzierung: DFG (HA 2932/2)

In dem Projekt wird die Anregung langer transienter Wellen in der Stratosphäre der Südhemisphäre durch synoptische Störungen der Troposphäre untersucht. Die Untersuchung soll auf EZMWF-Analysedaten bzw. NCEP/NCAR-Reanalyse-Daten beruhen, aber insbesondere auch durch neue CHAMP-Satellitendaten ergänzt werden. Die relevanten Strukturen transienter Wirbel in der Troposphäre werden mittels der komplexen EOF-Analyse aufgespürt.

SST Korrelationen zwischen verschiedenen Ozeanbecken aufgrund großskaliger Rossbywellenausbreitung

Dr. Andreas Will, Dr. Uwe Harlander (NIOZ Netherlands), Prof. Werner Metz
Finanzierung: BMBF (DEKLIM 01 LD 0023)

Rosbywellen sind für die Organisation von großskaligen Strukturen in geophysikalischen Fluiden von fundamentaler Bedeutung. Eine lokale Anregung wird durch Rossbywellenzüge in globale Störungsmuster überführt, welche für die Variabilität des Klimas und auch für eine mögliche Klimaänderung besonders wichtig sind. Das geplante Projekt soll untersuchen, inwieweit atmosphärische Rossbywellen als ein Informationsüberträger zwischen verschiedenen Ozeanbecken fungieren. Aus der Verteilung der Variabilität der Meeresoberflächentemperatur (SST) und typischer oszillierender SST-Anomalieemuster lässt sich schließen, dass sich SST-Anomalien in eigentlich getrennten Ozeanbecken nicht unabhängig voneinander entwickeln. Die plausibelste Erklärung für solch eine synchrone SST-Anomalieentwicklung ist eine Kopplung der Ozeanbecken durch organisierte atmosphärische Wellenzüge, die durch eine lokale Anregung ausgelöst wurden.

Das Ziel des geplanten Projekts ist erstens, eine Untersuchung der Anregungsmuster, die besonders geeignet sind, lokale kinetische Störungsenergie aus der kinetischen Energie des Grundstromes zu ziehen. Solche lokalen Muster regen in der Regel relativ schnell wachsende Rossbywellenzüge an, die geeignet sind, verschiedene Ozeanbecken zu koppeln. Zweitens soll untersucht werden, welche Struktur SST-Anomalien haben, die von solchen atmosphärischen Wellenzügen verursacht werden. Dazu wird ein numerisches Ozeanmodell verwendet. Von besonderer Bedeutung ist der Zusammenhang dieser welleninduzierten SST-Anomalien mit den anfänglichen lokalen Störungen. Nur wenn die SST-Anomalien diese lokalen Muster

unterstützen, sind instabile Ozean-Atmosphäre-Wechselwirkungen möglich. Es wird vermutet, dass Wechselwirkungen dieser Art für interdekadische Schwingungen verschiedener Variablen des Systems Ozean-Atmosphäre verantwortlich sind.

Wellen in Stratosphäre und Thermosphäre aus Atmosphärensondierungen mit CHAMP

Prof. Dr. Ch. Jacobi, Prof. Dr. G. Tetzlaff, Dr. M. Lange, Dr. Madineni, V.R.

Finanzierung: Drittmittel (DFG: JA 836/4-1 und 2)

Vom CHAMP-Satelliten aus werden mit Hilfe von GPS-Messungen Vertikalprofile der Refraktivität der Atmosphäre erstellt, woraus Profile der Temperatur und des Wasserdampfes in Troposphäre und Stratosphäre abgeleitet werden, sowie die Elektronenkonzentration in der unteren Ionosphäre. Aus den gemessenen, global verteilten Profilen wird die globale Verteilung und Klimatologie von großskaligen planetaren Wellen (zonale Wellenzahlen 1-4) bestimmt. Die Ergebnisse werden mit Daten aus Radiosonden- und Radarmessungen verglichen. Der CHAMP-Satellit wird vom GeoForschungsZentrum Potsdam betrieben, welches auch die Erstausswertung der Daten vornimmt. Mittelfristig werden die Beobachtungen vom Satelliten aus ein kontinuierliches globales Monitoring der Atmosphäre erlauben. Das Projekt erfolgt in Zusammenarbeit mit dem GFZ Potsdam (Prof. Reigber, Satellitenbetrieb und Datenbereitstellung).

Erstellung und Anwendung tomographischer Verfahren zur Analyse des Elektronengehalts der Ionosphäre

Dr. A. Raabe, Prof. Dr. Ch. Jacobi, Dipl.-Met. C. Stolle

Finanzierung: Drittmittel (DFG: RA 569/5-1 und 2)

Die vom CHAMP-Satelliten aus gemessenen Daten des Gesamtelektronengehalts (TEC) sowie TEC-Daten aus bodengestützten GPS-Messungen werden mit Hilfe tomografischer Verfahren zu dreidimensionalen Karten des Elektronengehalts der Ionosphäre zusammengesetzt. Die Untersuchungen beziehen sich in einem ersten Schritt auf die europäische Region, um eine entsprechende Auflösung zu gewährleisten. Der CHAMP-Satellit wird vom GeoForschungsZentrum Potsdam betrieben, die Erstausswertung der Daten wird vom DLR Neustrelitz vorgenommen. Mittelfristig werden die Beobachtungen vom Satelliten aus ein kontinuierliches globales Monitoring der Atmosphäre erlauben. Das Projekt erfolgt in Zusammenarbeit mit dem GFZ Potsdam (Prof. Reigber, Satellitenbetrieb) und dem DLR Neustrelitz (Dr. Jakowski, Datenbereitstellung und Analyse der TEC-Daten).

Die globale Struktur von Schwerewellen in der mittleren Atmosphäre und Ionosphäre, ihre nichtlineare Kopplung, Parametrisierung, und ihr Effekt auf die atmosphärische Zirkulation

Prof. Dr. Ch. Jacobi, Dr. N.M. Gavrilov, Universität St. Petersburg, Russland), Dr. A.F. Yakovets (Institut für Ionosphärenphysik, Almaty, Kasachstan), Dr. D. Rees (Hovemere Ltd, Bromley, U.K.)

Finanzierung: Drittmittel (INTAS: 991-1186)

Die Dynamik der mittleren Atmosphäre wird zu weiten Teilen von atmosphärischen Schwerewellen angetrieben, welche eine Verbindung zwischen Troposphäre und mittlerer Atmosphäre darstellen. Die GPS-Satellitenuntersuchungen mittels GPS-MET und CHAMP sind in der Lage, globale Felder atmosphärischer kleinskaliger Variation in Troposphäre und Stratosphäre zu liefern. Ihre globale Verteilung wird analysiert, und die Ergebnisse zu einer Verbesserung der Schwerewellenparametrisierung globaler Zirkulationsmodelle verwendet.

Kopplung von Stratosphäre, Mesosphäre und unterer Thermosphäre durch die quasi 2-Tage-Welle

Prof. Dr. G. Tetzlaff, Prof. Dr. Ch. Jacobi, Dr. A. Pogoreltsev, Dipl.-Met. K. Fröhlich, Dr. E.G. Merzlyakov

Finanzierung: Drittmittel (BMBF: AFO2000, FKZ 07ATF10)

Die mittlere Zirkulation der Stratosphäre und Mesosphäre wird durch die Variabilität der solaren Strahlung innerhalb des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus entscheidend beeinflusst. In Zeiten hoher solarer Aktivität wird, hauptsächlich durch die erhöhte Absorption im UV-Bereich, der stratosphärische und mesosphärische sommerliche Ostwind verstärkt. Dies kann über den Prozess einer erhöhten baroklinen Instabilität zu einer verstärkten Anregung der quasi 2-Tage-Welle führen, welche in der unteren Thermosphäre maximale Amplituden erreicht. Es ist daher möglich, dass über den "Downward Control"-Mechanismus die polaren Regionen der Mesosphäre und oberen Stratosphäre zusätzlich erwärmt werden, was zu einer weiteren Verstärkung des Mesosphärenjets und somit zu einer positiven Rückkopplung führt. Über diesen Mechanismus kann - zumindest für die Sommermonate - erklärt werden, wieso das Signal des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus in der mittleren Atmosphäre sehr stark ist, obwohl die Variation solarer Strahlung relativ gering ist.

Regionale Strukturen im hochatmosphärischen Wind

Prof. Dr. Ch. Jacobi, Prof. Yu.I. Portnyagin, Institut für Experimentelle Meteorology, Obninsk, Russland, Prof. Dr. J. Forbes, Prof. S. Palo, Universität Colorado, Boulder, USA

Finanzierung: Drittmittel (NATO: EST-CLG 978231)

Untersuchungen zu regionalen Variationen in der mittleren Atmosphäre sind selten. Einige bisherige Messungen lassen jedoch vermuten dass, ähnlich wie in der Troposphäre, die mesoskaligen Prozesse eine nicht unerhebliche Rolle spielen. Daher sind Untersuchungen, die auf eine Analyse regionaler Strukturen zielen, notwendig. Erste Hinweise sollen Vergleiche langer Zeitreihen mittlerer Breiten geben. Das Projekt wird in Zusammenarbeit mit dem Institut für Experimentelle Meteorologie, Obninsk, und der Universität von Colorado, Boulder, durchgeführt.

Entwicklung eines Modells der Temperaturverteilung der terrestrischen Thermosphäre mit Hilfe dimensionsloser Kennzahlen und Ähnlichkeitsgesetzen

Prof. Dr. Christoph Jacobi, Prof. Dr. G.M. Shved, A.O. Semenov (Universität St. Petersburg, Russland),

Finanzierung: DAAD, Leohard-Euler-Stipendienprogramm

Es wird ein einfaches, auf Ähnlichkeitsgesetzen aufbauendes Modell der terrestrischen Thermosphäre erstellt, welches die Darstellung der Temperaturstruktur in dimensionslosen Kennzahlen erlaubt. Dieses Modell wird in der Lage sein, die thermosphärische Struktur auch für diejenigen Fälle (historische oder zukünftige Studien) zu beschreiben, in denen keine detaillierten Angaben über die chemische Zusammensetzung der Thermosphäre vorliegen. Die Arbeiten umfassen die Erstellung des Modells, einen Vergleich mit detaillierten Modellen und eine Abschätzung des Einflusses einer Änderung des CO₂-Gehalts der Atmosphäre.

Unsicherheitsanalysen zur Parametrisierung von Prozessen der Biosphäre und Hydrosphäre in atmosphärischen Modellen

Prof. Dr. Nicole Mölders, Mihailo Jankov, Leslie Prochaska, Amy Rulo, Mark A. Olson (Geophysical Institute, University of Alaska Fairbanks)

Finanzierung: BMBF

Ziel des Projektes ist es, für verschiedene in Deutschland verwendete Parametrisierungen der hydro-meteorologischen Prozesse an der Grenzfläche 'Biosphäre/Hydrosphäre-Atmosphäre' einen Unsicher-

heitsbereich für die berechneten Spurenstoff-, Energie- und Wasserflüsse anzugeben, der auf die in den Parametrisierungen notwendigerweise verwendeten festen Werte der pflanzenphysiologischen (z.B. stomatäre Widerstände, Blattflächenindex, Albedo, Emissivität) und bodenphysikalischen Parameter (z.B. Albedo, Emissivität, Porengrößenverteilung, Porosität, Wasserpotential bei Sättigung, hydraulische und thermische Leitfähigkeit) zurückzuführen ist. Die wesentlichen Unterschiede in den aktuellen Modellkonzeptionen wurden analysiert und die Modelle in entsprechende, verschiedene Klassen eingeteilt, für die dann Repräsentanten für weitere Untersuchungen gewählt wurden. Für die Repräsentanten wurden die Gleichungen zur Fehlerberechnung hergeleitet und programmiert. Diese Gleichungen zur Fehlerberechnung werden z.Zt. in die Trägerplattform (MM5) implementiert, um die Fehleranalyse im Rahmen von kompletten 3D-Simulationen durchzuführen. Ein Testfall wurde ausgewählt, zu dem auch experimentelle Daten (zur Evaluation) vorliegen. Zur Zeit werden erste Testsimulationen durchgeführt.

Häufigkeitstrends von extremen Klima- und Wetterereignissen

Dr. Manfred Mudelsee, Prof. Dr. Gerd Tetzlaff, Dr. Michael Börngen
Finanzierung: DFG (Mu 1595/1-1, 1-2), Forschungsstipendium

Das Quantifizieren von Häufigkeitstrends von extremen Klima- und Wetterereignissen wie Hurrikannen ist von aktueller Wichtigkeit in der Diskussion "Globaler Klimawechsel", der Frage nach natürlicher Variabilität und anthropogenem Einfluss. Archive wie Eisbohrkerne sind zur Beantwortung dabei unerlässlich, da sie die historischen Aufzeichnungen in ihrem zeitlichen wie örtlichen Ausmaß weit übertreffen. In diesem Projekt werden statistische Methoden der Zeitreihenanalyse übernommen und problemorientiert angepasst, um ein Computerprogramm zu entwickeln, mit dem Häufigkeitstrends für Eiskern- wie historische Daten effizient geschätzt werden können. Zur Ergebnisinterpretation werden Konfidenzbänder bestimmt und die Signifikanz gefundener Trends geschätzt. Die enge Verbindung Geowissenschaften-Statistik garantiert auch die Berücksichtigung der besonderen klimatologischen/meteorologischen Dateneigenschaften wie Hintergrundrauschen, Qualität der Zeitskala, variable Stärke der Ereignisse. In der Anwendung auf die Testauswahl an Klima-/Wetterdaten betritt das Projekt Neuland.

Quantifizierung der Vereisung der nördlichen Hemisphäre im Pliozän

Dr. Manfred Mudelsee, Prof. Dr. Gerd Tetzlaff, Prof. Dr. Maureen Raymo (Boston University, USA)
Finanzierung: DFG (Mu 1595/2-1, 2-2), Forschungsstipendium

Die Vereisung der nördlichen Hemisphäre im Pliozän, vor ca. 3 Millionen Jahren, bedeutete einen Klimawechsel von weltweitem Ausmaß. Sauerstoffisotopenzusammensetzungen, gemessen an Foraminiferenschalen in Tiefseesedimentkernen, dokumentieren die Zunahme des Eisvolumens und die Abnahme der Temperatur. Bisher nur ungenau bestimmt ist jedoch das quantitative Verhältnis dieser Signale, was die Dateninterpretation behindert. Auch existieren mehrere Theorien, welche geologisch-klimatischen Vorgänge zur Nordhemisphärenvereisung geführt haben können. In diesem Projekt wird eine vom Antragsteller in die statistische Praxis eingeführte Regressionstechnik benutzt, um den mittleren Verlauf der Sauerstoffisotopenzusammensetzung im Bereich 2 bis 4 Millionen Jahre vor heute zu quantifizieren. Eine breite Datenbasis (benthisch, planktisch), zusammen mit bestehenden Temperaturrekonstruktionen, erlaubt eine genauere Quantifizierung des Signalverhältnisses Eisvolumen/Temperatur. Statistisch geschätzte Start- und Endzeitpunkte der Nordhemisphärenvereisung gestatten eine bessere Eingrenzung bestehender geologisch-klimatischer Ursachenerklärungen. Angaben der Schätzunsicherheiten, unabdingbar für Klimaanalysen, basieren auf umfangreichen Simulationsrechnungen.

Quantitative Ermittlung des Sturmrisikos für repräsentative Gebiete Deutschlands in hoher räumlicher Auflösung

Dipl. Met. Kai Radtke, Prof. Gerd Tetzlaff

Finanzierung: BMBF, 01SF9976/8, Deutsches Forschungsnetz Naturkatastrophen (DFNK)

Das Vorhaben soll dazu beitragen, die neuesten Methoden der Modellierung anzuwenden, um zu einer regionalen Verteilung der Sturmstärken und des Schadensrisikos zu gelangen. Die Auswirkungen und die Entstehung extremer Sturmereignisse sollen untersucht werden. Dazu werden mit dem mesoskaligen Modell LM des DWD verschiedene Sturmszenarien erstellt. Aus diesen wird dann mit einem Downscaling Verfahren eine regionale Windverteilung abgeleitet, mit Hilfe einer Schadensfunktion werden die entstehenden Schäden abgeschätzt.

Akustische Tomographie der atmosphärischen Grenzschicht zur Validierung eines LES (Large-Eddy Simulation) Modells

Dr. Klaus Arnold, Dr. Astrid Ziemann, Dr. Armin Raabe

Dr. Siegfried Raasch, Dipl.Met. Sonja Weinbrecht (Institut für Meteorologie und Klimatologie Universität Hannover)

Finanzierung: DFG, RA 569/4-2

Large Eddy Simulationen (LES) atmosphärischer Strömungen können Wirbelstrukturen mit Durchmessern bis hin zu wenigen Metern auflösen. Damit sind diese Modelle dafür prädestiniert, kleinskalige, turbulenzgeprägte Strömungsphänomene und Prozesse zu untersuchen. Ein akustisches tomographisches Verfahren, angewendet auf die atmosphärische Grenzschicht, ist in der Lage, räumliche Mittelwerte der Lufttemperatur und des bodennahen Strömungsfeldes in einer mit den Berechnungen des LES-Modells vergleichbaren Auflösung zu erfassen. Ziel des Vorhabens ist, das Abbild der Entwicklung von konvektiven Strukturen in einer bodennahen Luftschicht mit Hilfe dieses Verfahrens darzustellen und mit den Strukturen zu vergleichen, die das LES-Modell bei Vorgabe der meteorologischen Rahmenbedingungen simuliert.

Berücksichtigung atmosphärischer Schallausbreitungsbedingungen bei Messung und Prognose von Schießlärm

Dr. Astrid Ziemann, Dr. Klaus Arnold, Dr. Armin Raabe

Finanzierung: Bundesministerium für Verteidigung, E/E 91 S/Z0520/X5144

Ein operationell anwendbares Verfahren für die Berücksichtigung einer meteorologisch beeinflussten Schallausbreitung auf Messung und Prognose von Schießlärm wird entwickelt. Aus der statistischen Analyse des höhenveränderlichen Windvektors und der Lufttemperatur leiten sich Schallgeschwindigkeitsprofile ab, auf deren Grundlage die Berechnung des atmosphärischen Einflusses auf die Schallausbreitung erfolgt. In einer Datenbank werden die Ergebnisse dieser Berechnungen zusammengefasst und anwenderspezifisch aufbereitet.

VERTikaltransporte von Energie und Spurenstoffen an Ankerstationen unter KOMplexen natürlichen Bedingungen (VERTIKO) - Struktur des turbulenten Transports über INHOMogener Unterlage

Dr. Astrid Ziemann, Dr. Klaus Arnold, Dr. Armin Raabe

Dipl. Ing. Th. Conrath (Institut für Troposphärenforschung e.V. Leipzig)

Finanzierung: BMBF, 07ATF37-ULLIM

Im Rahmen dieses Projektes wird, ergänzt durch numerische Simulationen (Univ. Hannover) und unterstützt durch Flugzeugbeobachtungen (TU Braunschweig), experimentell untersucht, wie der vertikale turbulente Energieaustausch durch eine heterogene Unterlage modifiziert wird und von welcher Größe der Einfluss horizontaler turbulenter Energieflüsse über einer heterogenen Landschaft ist. Dabei steht die Erfassung horizontaler Wind- und Lufttemperaturfelder mit Hilfe akustischer to-

mographischer Verfahren im Mittelpunkt. Horizontale Divergenzen im turbulenten Wärmestrom über einem heterogenen Gelände sollen durch die Anwendung einer über einer Fläche verteilten Kombination von Licht- und Schalldurchstrahlungsmesstechniken (akustische Tomographie, optische Scintillometrie, Infrarot-Thermographie) quantifiziert werden.

Entwicklung eines Gerätesystems für akustische Tomographie zur Erfassung umweltrelevanter Daten – mehrdimensionale Datenerfassung und implementierte Echtzeitauswertung

Dipl. Met. Manuela Barth, Dr. Armin Raabe

Dipl. Ing. G. Papsdorf, Dipl. Ing. R. Müller (Sinus Messtechnik GmbH Leipzig)

Finanzierung: Drittmittel (SAB – Projektnummer: 7475/1183)

Das am Institut für Meteorologie der Universität Leipzig entwickelte akustisch tomographische Verfahren zur in situ Aufnahme umweltrelevanter Daten soll im Hinblick auf eine industrienah produzierbare und einsatzfähige Pilotvariante modifiziert werden. Vorhandene Programmbestandteile werden vereinheitlicht, modular kombiniert und hinsichtlich einer Echtzeitauswertung optimiert. Die Zusammenarbeit mit einem mittelständigen Unternehmen der Region (SINUS Messtechnik GmbH Leipzig) ermöglicht hierbei die Einbettung der Datenauswerteroutinen in die komplexe Hardware (vielkanalige akustische Messsysteme) des Projektpartners.

Die Rolle der Biomassenverbrennung für das regionale und globale Klima: Simulation des Strahlungstransports für Chemie und Dynamik in der regionalen und globalen Skala

Dipl.-Met. Katja Hungershöfer, PD Dr. Thomas Trautmann,

Dr. J. Trentmann, MPI für Chemie, Mainz

Finanzierung: BMBF: 07ATF46-TP3, Verbund EFEU

Das Projekt befasst sich mit der Untersuchung des Einflusses von Biomassenfeuer auf Strahlungstransport und Photochemie. Eingang in die Berechnungen finden die optischen Eigenschaften von Aerosolteilchen, die bei der Verbrennung von Biomasse entstehen. Dazu werden experimentelle Daten für die physico-chemischen Eigenschaften der Aerosolteilchen verwendet. Es wird eine Parametrisierung der optischen Eigenschaften für das Biomassenaerosol entwickelt. Mit Hilfe eines flexiblen Strahlungscode werden sowohl die für die Photochemie zentralen aktinischen Strahlungsflussdichten als auch die für den dynamischen Antrieb wichtigen Strahlungserwärmungsraten ermittelt. Ein weiterer wichtiger Punkt widmet sich 3D-Effekten auf das Strahlungsfeld im Einflussbereich von Verbrennungswolken. Für diese Fragestellung wird das räumlich hochauflösende Mesoskalamodell ATHAM gemeinsam mit mehrdimensionalen Strahlungstransportmodellen eingesetzt.

Modellierung des Strahlungstransports in 3D-inhomogener Bewölkung und die Entwicklung von Parametrisierungen

Dipl.-Phys. Sebastián Gimeno García, PD Dr. Thomas Trautmann, Dr. Barbara Früh (Institut für Physik der Atmosphäre, Universität Mainz), PD Dr. Jürgen Steppeler (DWD, Offenbach)

Finanzierung: BMBF: 07ATF24-TP4, Verbund 4DWOLKEN

Die Wolken stellen die wichtigsten Modulatoren für das solare und terrestrische Strahlungsfeld dar und steuern die Austauschprozesse zwischen der Erdoberfläche und der Atmosphäre. Bislang wird die Strahlung in Wettervorhersage- und Klimamodellen mit stark vereinfachten Versionen der klassischen eindimensionalen Strahlungstransporttheorie beschrieben. Diese 1D-Theorie erweist sich jedoch als unzulänglich, wenn man das Strahlungsfeld und die daraus ableitbaren energetischen Antriebe in realistischer, horizontal und vertikal inhomogener Bewölkung genau beschreiben möchte. In diesem Projekt werden dreidimensionale Strahlungstransportmodelle zur Bestimmung von Strahlungsflussdichten und Strahlungserwärmungsraten eingesetzt, um die räumliche und zeitliche Inhomogenität der Bewölkung besser erfassen zu können. Zur Validierung dieser Modelle dienen Feldmessungen der

räumlichen Verteilung des Wolkenwassers sowie vom Flugzeug aus gemessene spektrale Strahlungsflussdichten im sichtbaren Spektralbereich und im nahen Infrarot. Darauf aufbauend sollen Parametrisierungsansätze entwickelt werden, mit denen der Strahlungstransfer in nicht-hydrostatischen und hydrostatischen Mesoskalamodellen bei Anwesenheit von Wolken genauer als bisher behandelt werden kann.

Einfluss von Aerosol-, Wolken- und Bodenbedoinhomogenitäten auf das dreidimensionale aktinische Strahlungsfeld in der Atmosphäre

Dipl.-Met. Anke Kniffka, PD Dr. Thomas Trautmann, Dr. Gerd Tetzlaff,
Dr. Manfred Wendisch, Prof. Dr. Jost Heintzenberg (Institut für Troposphärenforschung, Leipzig)
Finanzierung: DFG (Kennz. TR 315/3-1,2)

Ziel des Projektes ist die Untersuchung des Einflusses von Inhomogenitäten in den Aerosolpartikel- und Wolkeneigenschaften sowie der Bodenbedo auf das dreidimensionale aktinische Strahlungsfeld in der Atmosphäre. Dazu soll ein flugzeuggetragenes System zur Messung spektraler aktinischer Strahlungsflussdichten neu aufgebaut und zusammen mit mikrophysikalischen Aerosol- und Wolkennessgeräten bei zwei Messkampagnen eingesetzt werden. Parallel dazu soll ein Modellpaket entwickelt werden zur theoretischen Beschreibung des dreidimensionalen aktinischen Strahlungsfeldes in der Atmosphäre. Auf der Basis der mit dem neuen Sensorsystem ausgeführten Messungen der aktinischen Strahlung in wolkenlosen und bewölkten Verhältnissen und gleichzeitigen Messungen von mikrophysikalischen Aerosol- und Wolkeneigenschaften sollen Vergleiche mit den Ergebnissen des neuen Strahlungsmodells vorgenommen und der Einfluss von Inhomogenitäten von Aerosol und Wolken sowie der Bodenbedo auf die aktinische Strahlung quantifiziert werden.

Photochemisch relevante Strahlung und Photolysefrequenzen in Vegetationsbeständen

PD Dr. Thomas Trautmann
Finanzierung: Werkvertrag Forschungszentrum Jülich (Kennz. 23210216)

Eine probate Methode zur Behandlung des Strahlungstransportes in Vegetationsbeständen besteht darin, dass die Vegetation als ein trübes Medium aufgefasst wird. In diesem Medium werden den Vegetationselementen Absorptions- und Streueigenschaften zugewiesen werden, ähnlich also wie man für Luftbestandteile bei der Lösung der Strahlungstransportgleichung vorgeht. Die Vegetation wird im Allgemeinen mit dem sog. Blattflächenindex (LAI, leaf area index) und der Blattflächendichte (LAD, leaf area density) beschrieben und wird als horizontal homogen angenommen. Diese Methode kann für dichte Vegetation angewandt werden.

Das vom BMBF geförderte Verbundvorhaben ECHO (Emission und Chemische Umwandlung biogener flüchtiger Organischer Verbindungen: Untersuchungen in und über einem Mischwaldbestand) stellt für die geplanten Modellsimulationen einen Datensatz bereit, mit welchem der Einfluss der Vegetation auf die Höhenabhängigkeit und spektrale Zusammensetzung der aktinischen Strahlung einer genauen Prüfung unterzogen werden kann.

Wissenschaftliche Mitarbeiter am Institut für Meteorologie (Stand 01.10.2002)

Dr. Klaus Arnold
 Dipl. Met. Manuela Barth
 Dipl. Met. Robin Faulwetter
 Dipl. Met. Kristina Fröhlich
 Dipl. Phys. Sebastián Gimeno García
 Dipl. Met. Harald Heinrich
 Dipl. Met. Katja Hungershöfer
 Prof. Dr. Christoph Jacobi
 Dipl. Met. Anke Kniffka
 Dr. Venkat Ratnam Madineni
 Dr. Evgenui Merzlyakov

Prof. Dr. Werner Metz
 Dr. Manfred Mudelsee
 Dr. Alexander Pogoroltsev
 Dr. Armin Raabe
 Dipl. Met. Kai S. Radtke
 Dr. Hans-Jürgen Schönfeldt
 Dipl. Met. Claudia Stolle
 Prof. Dr. Gerd Tetzlaff
 Dr. habil. Thomas Trautmann
 Dr. Andreas Will
 Dr. Astrid Ziemann

Abschlussarbeiten am Institut für Meteorologie 2002

Habilitationen	Dr. Uwe Harlander	On Rossby wave propagation in atmosphere and ocean
Promotionen	Andreas Maßling	Hygroscopic Properties of Atmospheric Particles over the Atlantic and Indian Oceans
	Holger Siebert	Tethered-Balloon Borne Turbulence Measurements in the Cloudy Boundary Layer
	Martin Simmel	Ein Modul zur spektralen Beschreibung von Wolken und Niederschlag in einem Mesoskalenmodell zur Verwendung auf Parallelrechnern
	Heike Wex	Closure and Sensitivity Studies on Physical Parameters of Rural Continental Aerosols
	Ina Mattis	Aufbau eines Feuchte-Temperatur-Aerosol-Ramanlidars und Methodenentwicklung zur kombinierten Analyse von Trajektorien und Aerosolprofilen
Diplomarbeiten	Manuela Barth	Sensitivitätsstudien zur Auflösung turbulenter Strukturen im Bereich der atmosphärischen Grenzschicht mit einem Verfahren der akustischen Laufzeittomographie
	Kathleen Einfeld	Ballongestützte Messungen von Partikelkonzentrationen in der marinen Grenzschicht
	Corinne Fischer	Luftmassencharakterisierende Partikelgrößenverteilung des atmosphärischen Aerosol im Sommer über dem arktischen Ozean (AOE 2001)
	Sabine Philipps	Rekonstruktion von vertikalen Ozeantemperatur- und Salinitätsprofilen aus Altimetriedaten
	Eik Steinbach	Potenziale und Nutzung der Windenergie in Sachsen
	René Viertel	Offshore-Windstromerzeugung in Deutschland. Eine systematische Analyse und Bewertung

Studenten am Institut für Meteorologie (Stand 01.10.2002)

	Summe	beur- laubt	1. FS	2. FS	3. FS	4. FS	5. FS	6. FS	7. FS	8. FS	9. FS	10. FS	11. FS	12. FS	13. FS	>13 FS	Anz. Wbl.
Diplom	126	1	52	0	19	0	16	0	15	1	12	1	7	1	0	1	61
Promotion	12	0	1	3	2	3	1	0	0	1	1	0	0	0	0	0	7
Gesamt	138	1	53	3	21	3	17	0	15	2	13	1	7	1	0	1	68

Wissenschaftliche Veröffentlichungen

- Arnold, K.; Ziemann, A.; Raabe, A.: Acoustic Tomography inside a small surface layer. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VII), Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig **26** (2002), 43-55.
- Börngen, M.: Bauern und Barometer. Wie das Wetter zur Wissenschaft wurde. Universität Leipzig, H. **4**, (2002) 20-21.
- Börngen, M., Tetzlaff, G., Mudelsee, M.: Zu den Niederschlags- und Abflussverhältnissen in Europa im Jahr 1816, dem "Jahr ohne Sommer". In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VII), Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig. **26** (2002), 73-80.
- Bott, A.; Trautmann, T.: PAFOG - A new efficient forecast model of radiation fog and low-level stratiform clouds. Atmos. Res. **64** (2002), 191-203.
- Burns, S.J.; Fleitmann, D.; Kramers, J.; Matter, A.; Mudelsee, M.; Al-Subary, A.: A speleothem record of changes in tropical convection in the Indian Ocean during the last glacial period. EOS Trans. AGU **83** (2002), F880-F881.
- Burns, S.J.; Fleitmann, D.; Mudelsee, M.; Neff, U.; Matter, A.; Mangini, A.: A 780-year annually resolved record of Indian Ocean monsoon precipitation from a speleothem from south Oman. J. Geophys. Res. **107** (2002), 4434.
- Eckstein, E.; Perner, D.; Brühl, C.; Trautmann, T.: A new actinic flux 4-spectroradiometer: Instrument design and application to clear sky and broken cloud conditions. Atmos. Chem. Phys. Discuss. **2** (2002), 1939-1977.
- Fleitmann, D.; Burns, S.J.; Mudelsee, M.; Neff, U.; Kramers, J.; Mangini, A.; Matter, A.: Holocene ITCZ migration recorded in stalagmites from Southern Oman. EOS Trans. AGU **83** (2002), F907.
- Fröhlich, K.; Jacobi, Ch.; Lange, M., Pogoreltsev, A.: The quasi two-day wave - the results of numerical simulation with the COMMA-LIM model. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VII), Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig **26** (2002), 122-134.
- Gavrilov, N.M.; Fukao, S.; Nakamura, T.; Jacobi, Ch.; Kürschner, D.; Manson, A.H.; Meek, C.E.: Comparative study of interannual changes of the mean winds and gravity wave activity in the middle atmosphere over Japan, Central Europe and Canada. J. Atmos. Solar-Terr. Phys. **64** (2002), 1003-1010.
- Harlander, U.: Rossby waves in zonal flows with pseudocritical levels. J. Atm. Sci. **59** (2002), 2665-2680.
- Heinrich, H.; Harlander, U.; Metz, W.: Nichtlinearer Antrieb stratosphärischer planetarer Wellen. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VII), Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig **26** (2002), 135-148.
- Jacobi, Ch.; Kürschner, D.: A possible connection of midlatitude mesosphere/lower thermosphere zonal winds and the Southern Oscillation. Phys. Chem. Earth **27** (2002), 571-577.
- Jacobi, Ch.; Kürschner, D.: Mesopause region winds over Central Europe during the January/February 2001 major stratwarm event. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VII), Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig **26** (2002), 109-121.
- Junkermann, W.; Brühl, C.; Perner, D.; Eckstein, E.; Trautmann, T.; Früh, B.; Dlugi, R.; Gori, T.; Ruggaber, A.; Reuder, J.; Zelger, M.; Hofzumahaus, A.; Bohn, B.; Kraus, A.; Mölders, S.; Rohrer, F.; Brüning, D.; Moortgat, G.; Horowitz, A.; Tadiác, J.: Actinic radiation and photolysis processes in the lower troposphere: Effect of clouds and aerosols. J. Atmos. Chem. **42** (2002), 413-441.

- Kay, M.J.; Box, M.A.; Trautmann, T.: An efficient method to increase vertical resolution of actinic flux calculations in clouds. *J. Geophys. Res.* **107** (2002), D19 (art. no. 4405).
- Landgraf, J.; Hasekamp, O.P.; Trautmann, T.: Linearization of radiative transfer with respect to surface properties. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **72** (2002), 327-339.
- Lange, M.; Jacobi, Ch.: Analysis of gravity waves from radio occultation measurements. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): *Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VII)*, *Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig* **26** (2002), 101-108.
- Manson, A.H.; Meek, C.E.; Stegman, J.; Espy, P.J.; Roble, R.G.; Hall, C.M.; Hoffmann P.; Jacobi, Ch.: Springtime transitions in mesopause airglow and dynamics: photometer and MF radar observations in the Scandinavian and Canadian sectors. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **64** (2002), 1131-1146.
- Mudelsee, M.: TAUEST: A computer program for estimating persistence in unevenly spaced weather/climate time series. *Computers Geosci.* **28** (2002), 69-72.
- Mudelsee, M.: XTREND: A computer program for estimating trends in the occurrence rate of extreme weather and climate events. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): *Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VII)*, *Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig* **26** (2002), 149-196.
- Mudelsee, M., Börngen, M., Tetzlaff, G., Feck-Yao, W.: Towards predicting catastrophic flood events: an analysis of historical data of rivers Elbe and Oder. - In: Tetzlaff, G., Trautmann, T., Radtke, K.-S. (Eds.): *Zweites Forum Katastrophenvorsorge "Extreme Naturereignisse - Folgen, Vorsorge, Werkzeuge"*, DKKV, (2002), S. 103-111.
- Pancheva D.; Mitchell, N.J.; Hagan, M.E.; Manson, A.H.; Meek, C.E.; Luo, Y.; Jacobi, Ch.; Kürschner, D.; Clark, R.R.; Hocking, W.K.; MacDougall, J.; Jones, G.O.L.; Vincent, R.A.; Reid, I.M.; Singer, W.; Igarashi, K.; Fraser, G.I.; Nakamura, T.; Tsuda, T.; Portnyagin, Yu.; Merzlyakov, E.; Fahrutdinova, A.N.; Stepanov, A.M.; Poole, L.M.G.; Malinga, S.B.; Kashcheyev, B.L.; Oleynikov, A.N.; Riggins, D.M.: Global-scale tidal structure in the mesosphere & lower thermosphere during the PSMOS campaign of June-August 1999 and comparison with the Global Scale Wave Model. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **64** (2002), 1011-1035.
- Pancheva, D.; Merzlyakov, E.; Mitchell, N.J.; Portnyagin, Y.; Manson, A.H.; Jacobi, C.; Meek, C.E.; Luo, Y.; Clark, R.R.; Hocking, W.K.; MacDougall, J.; Müller, H.G.; Kürschner, D.; Jones, G.O.L.; Vincent, R.A.; Reid, I.M.; Singer, W.; Igarashi, K.; Fraser, G.I.; Fahrutdinova, A.N.; Stepanov, A.M.; Poole, L.M.G.; Malinga, S.B.; Kashcheyev, B.L.; Oleynikov, A.N.: Global-scale tidal variability during the PSMOS campaign of June-August 1999: interaction with planetary waves. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* **64** (2002), 1865-1896.
- Pogoreltsev, A. I.; Fedulina, I. N.; Mitchell, N. J.; Müller, H. G.; Luo, Y.; Meek, C. E.; Manson, A. H.: Global free oscillations of the atmosphere and secondary planetary waves in the MLT region during August/September time conditions, *J. Geophys. Res.*, **107** (2002), 4799, doi:10.1029/2001JD001535.
- Pogoreltsev, A. I.; D. Pancheva; N. J. Mitchell: Secondary planetary waves in the middle atmosphere: numerical simulation and analysis of the neutral wind data, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, **64** (2002) 1251-1261.
- Aushev, V. M.; Ya. F. Ashkaliev; G. I. Gordienko; A. I. Pogoreltsev; V. V. Vodyannikov; R. H. Wiens; A. F. Yakovets: Spectra of atmospheric gravity waves in the mesosphere and thermosphere, *Geomagn. Aeron.*, **42**, No 4, (2002) 560-568, in Russian.
- Raabe, A.; Arnold, K.; Ziemann, A.: Horizontal turbulent fluxes of sensible heat and horizontal homogeneity in micrometeorological experiments, *J. Atm. Ocean. Technol.* **19** (2002), 1225-1230.

Radtke, K. S.; Tetzlaff, G.: Untersuchung des Orkans Ginger mit dem Lokal Modell. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VII), Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig **26** (2002), 56-66.

Radtke, K. S.; Tetzlaff, G.: Wind und Sturm. In: Tetzlaff, G. (Hrsg.): Atmosphäre; Sonderheft Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Universität Leipzig zum Jahr der Geowissenschaften. (2002) 19-27.

Schienenbein, S., Arnold, K.: Verbesserung des Strahlungsschutzes an einer ventilierten Hütte zum Nachweis von kleinräumigen und kurzzeitigen Veränderungen von Temperatur und relativer Feuchtigkeit. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VII), Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig **26** (2002), 67-72.

Schlote, K.-H. (2002): Chronologie der Naturwissenschaften. Der Weg der Mathematik und der Naturwissenschaften von den Anfängen in das 21. Jahrhundert. 1260 S., Frankfurt a. M.: Harri Deutsch. [Teil Geowissenschaften 1971-1990 bearbeitet von M. Börngen].

Schulz, M.; Mudelsee, M.: REDFIT: Estimating red-noise spectra directly from unevenly spaced paleoclimatic time series. *Computers Geosci.* **28** (2002), 421-426.

Simmel, M.; Trautmann, T.; Tetzlaff, G.: Numerical solution of the stochastic collection equation - comparison of the Linear Discrete Method with other methods. *Atmos. Res.* **61** (2002), 135-148.

Stolle, C.; Schlüter, Jacobi, Ch.; Jakowski, N.: Ionospheric tomography and first interpretations of including space-based GPS. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VII), Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig **26** (2002), 81-92.

Stolle, C.; Lange, M.; Jacobi, Ch.: Validation of atmospheric temperature profiles and electron densities derived from CHAMP radio occultation measurements during measurement campaigns at Andoya (69.28°N, 16.02°E). In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VII), Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig **26** (2002), 93-100.

Tetzlaff, G. (Hrsg.): Atmosphäre; Sonderheft Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. d. Universität Leipzig zum Jahr der Geowissenschaften (2002), 50 S.

Tetzlaff, G.; Dlugi, M.; Friedrich K.; Groß, G.; Hinneburg, D.; Pahl, U.; Zelger, M.; Mölders, N.: On modelling dry deposition of long-lived and chemically reactive species over heterogeneous terrain, *Journal of Atmospheric Chemistry* **42** (2002), S. 123-155.

Tetzlaff, G.; Börngen, M.; Mudelsee, M.; Raabe, A.: Das Jahrtausendhochwasser von 1342 am Main aus meteorologisch-hydrologischer Sicht. *Wasser und Boden* 54/10 (2002), 41-49.

Tetzlaff, G.; Börngen, M.; Mudelsee, M.; Raabe, A.: Is There a Method to Estimate Maximum Values? - Third International Conference on Water Resources and Environment Research. 22nd - 25th of July 2002 at Dresden University of Technology. Vol. I: (2002), 280-284.

Tetzlaff, G.; K. Arnold; A. Raabe; A. Ziemann: Observations of area-averaged near-surface wind- und temperature fields in real terrain using acoustic travel time tomography. *Meteorol. Z.*, **11**, (2002) 273-283.

Tetzlaff G., Radtke, K.S.: Modellierung einer Sturmzyklone mit dem Lokal Modell, In : Tetzlaff, Trautmann und Radtke (Hrsg). 2. Forum Naturkatastrophen (2002), S. 344-351.

Tetzlaff, G.; Trautmann, T.; Radtke, K.S. (Hrsg.): Zweites Forum Katastrophenvorsorge: Extreme Naturereignisse - Folgen, Vorsorge, Werkzeuge. Erschienen im Selbstverlag des Deutschen Komitees für Katastrophenvorsorge e. V., Bonn, (2002), 463 S.

Trautmann, T.; Bott, A.: Ein numerisches Modell zur lokalen Nebelvorhersage Teil 1: Parametrisierte Mikrophysik und Strahlung. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VII), Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig **26** (2002), 1-15.

Trautmann, T.; Bott, A.: Ein numerisches Modell zur lokalen Nebelvorhersage Teil 2: Behandlung von Erdboden und Vegetation. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VII), Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig **26** (2002), 16-30.

Trentmann, J.; Andreae, M.O.; Graf, H.-F.; Hobbs, P.V.; Ottmar, R.D.; Trautmann, T.: Simulation of a biomass burning plume: Comparing model results with observations. J. Geophys. Res. **107** (2002), D1-D2 (art. no. 4013).

Weikinn, Curt (2002): Quellentexte zur Witterungsgeschichte Europas von der Zeitwende bis zum Jahr 1850, Hydrographie Teil 6 (1801-1850), Herausgegeben u. bearbeitet von Michael Börngen u. Gerd Tetzlaff, VI, 728 S., Berlin, Stuttgart: Gebrüder Borntraeger.

Ziemann, A.; Arnold, K.; Raabe, A.: Acoustic tomography as a method to describe measuring sites, J. Atmos. Ocean. Technol. **19** (2002), 1208-1215.

Ziemann, A.: Zum Einfluss vertikaler Gradienten meteorologischer Größen auf die Laufzeit von akustischen Signalen zwischen Schallquellen und Schallempfängern in der bodennahen Atmosphäre. In: A. Raabe, K. Arnold (Hrsg.): Meteorologische Arbeiten aus Leipzig (VII), Wiss. Mitt. Inst. Meteorol. Univ. Leipzig **26** (2002), 31-42.

**Wissenschaftliche Mitteilungen aus dem Institut für Meteorologie der
Universität Leipzig**

- Band 1 *A. Raabe, G. Tetzlaff* und *W. Metz* (Edn.), 1995: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig I
- Band 2 *R. Devantier*, 1995: Wolkenbildungsprozesse über der südwestlichen Ostsee - Anwendungen eines neuen Wolkenschemas in einem mesoskaligen Modell
- Band 3 *J. Laubach*, 1996: Charakterisierung des turbulenten Austausches von Wärme, Wasserdampf und Kohlendioxid über niedriger Vegetation anhand von Eddy-Korrelations-Messungen
- Band 4 *A. Raabe* und *J. Heintzenberg* (Edn.), 1996: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig II
- Band 5 Wind- und Seegangsatlas für das Gebiet um Darß und Zingst
D. Hinneburg, A. Raabe und *G. Tetzlaff*, 1997: Teil I: Windatlas
- Band 6 *W. von Hoyningen-Huene* und *G. Tetzlaff* (Edn.), 1997: Sediment and Aerosol
Teil I: Beiträge zur Alfred-Wegener-Konferenz, Leipzig 1997
Teil II: Aktuelle Beiträge aus dem Institut für Meteorologie
- Band 7 *B.-R. Beckmann*, 1997: Veränderungen in der Windklimatologie und in der Häufigkeit von Sturmhochwassern an der Ostseeküste Mecklenburg-Vorpommerns
- Band 8 *P. Posse*, 1997: Bestimmung klimarelevanter Parameter des maritimen Aerosols unter besonderer Berücksichtigung der Nichtkugelform realer Aerosolteilchen
- Band 9 *A. Raabe, K. Arnold* und *J. Heintzenberg* (Edn.), 1998: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig III
- Band 10 Wind- und Seegangsatlas für das Gebiet um Darß und Zingst, Teil II, 1998:
D. Hinneburg, A. Raabe und *G. Tetzlaff*: Vergleich Windatlas – Beobachtungsdaten;
M. Börngen, H.-J. Schönfeldt, F. Riechmann, G. Panin und *G. Tetzlaff*:
Seegangsatlas; *M. Stephan* und *H.-J. Schönfeldt*: Sedimenttransportatlas
- Band 11 *J. Rissmann*, 1998: Der Einfluß langweiliger Strahlungsprozesse auf das bodennahe Temperaturprofil
- Band 12 *A. Raabe, K. Arnold* und *J. Heintzenberg* (Edn.), 1999: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig IV
- Band 13 *U. Müller, W. Kuttler* und *G. Tetzlaff* (Edn.), 1999: Workshop Stadtklima 17. / 18. Februar 1999 in Leipzig
- Band 14 *R. Surkow*, 1999: Optimierung der Leistungsverfügbarkeit von Windenergie durch ihre Integration in Wind-Biogas-Hybridanlagen
- Band 15 *N. Mölders*, 1999: Einfache und akkumulierte Landnutzungsänderungen und ihre Auswirkungen auf Evapotranspiration, Wolken- und Niederschlagsbildung
- Band 16 *G. Tetzlaff* und *U. Grünewald* (Edn.), 1999: 2. Tagung des Fachausschusses Hydrometeorologie 15./16. 11. 1999 in Leipzig

- Band 17 *A. Raabe und K. Arnold (Edn.), 2000: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig V*
- Band 18 *K. Arnold, 2000: Ein experimentelles Verfahren zur Akustischen Tomographie im Bereich der atmosphärischen Grenzschicht*
- Band 19 *A. Ziemann, 2000: Eine theoretische Studie zur akustischen Tomographie in der atmosphärischen Grenzschicht*
- Band 20 *Ch. Jacobi, 2000: Midlatitude mesopause region dynamics and its coupling with lower and middle atmospheric processes*
- Band 21 *M. Klingspohn, 2000: Interdekadische Klimavariabilität über dem Nordatlantik – Statistische Analysen und Modellstudien –*
- Band 22 *A. Raabe und K. Arnold (Edn.), 2001: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig VI*
- Band 23 *K. Arnold, A. Ziemann, G. Tetzlaff, V. Mellert und A. Raabe (Edn.), 2001: International Workshop Tomography and Acoustics: Recent developments and methods 06. - 07.03.2001 in Leipzig*
- Band 24 *O. Fanenbruck, 2001: Ein thermophysiolgisches Bewertungsmodell mit Anwendung auf das Leipziger Stadtgebiet*
- Band 25 *M. Lange, 2001: Modellstudien zum CO₂-Anstieg und O₃-Abbau in der mittleren Atmosphäre und Einfluß des Polarwirbels auf die zonale Symmetrie des Windfeldes in der Mesopausenregion*
- Band 26 *A. Raabe und K. Arnold (Edn.), 2002: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig VII*
- Band 27 *M. Simmel, 2002: Ein Modul zur spektralen Beschreibung von Wolken und Niederschlag in einem Mesoskalenmodell zur Verwendung auf Parallelrechnern*
- Band 28 *H. Siebert, 2002: Tethered-Balloon Borne Turbulence Measurements in the Cloudy Boundary Layer*
- Band 29 *U. Harlander, 2003: On Rossby wave propagation in atmosphere and ocean*
- Band 30 *A. Raabe und K. Arnold (Edn.), 2003: Meteorologische Arbeiten aus Leipzig VIII*