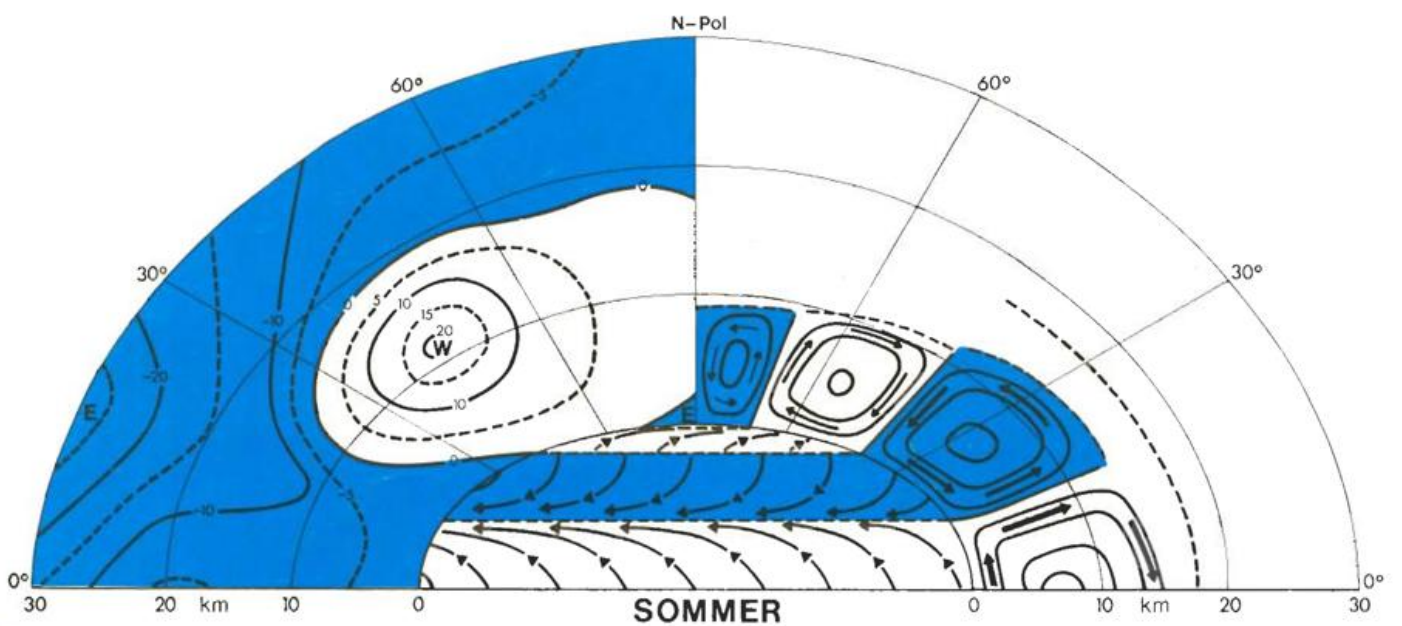
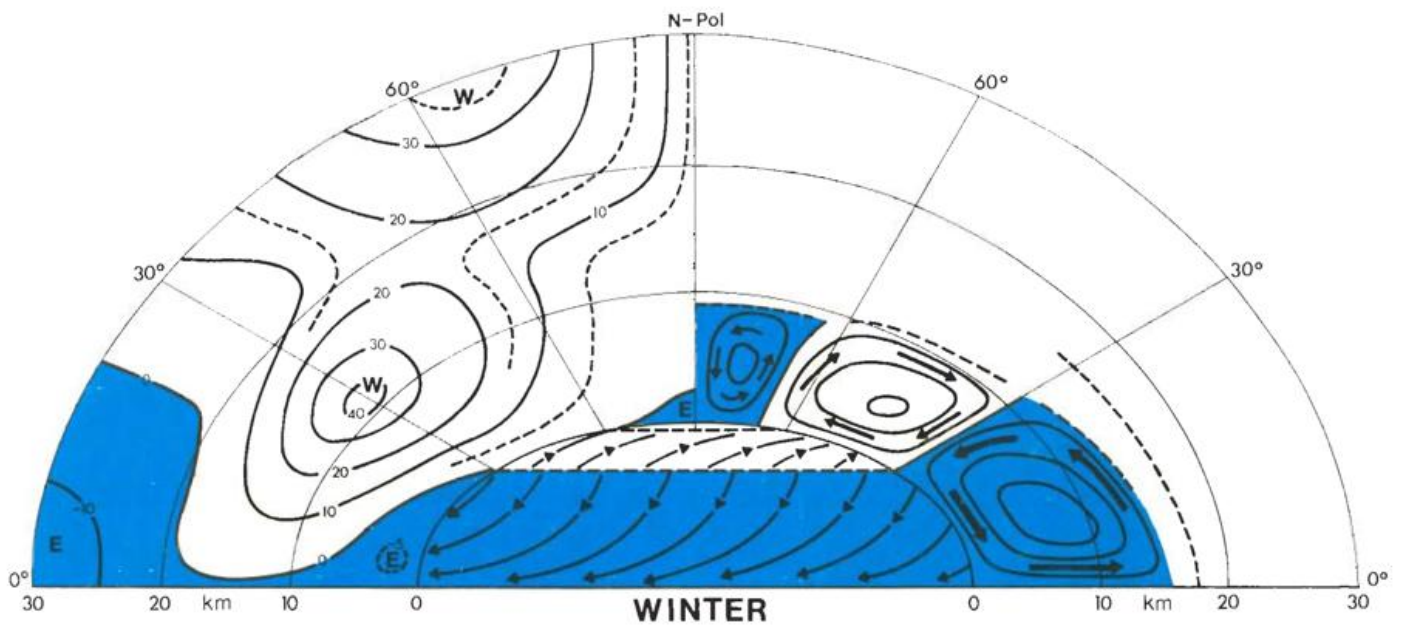


DIE ALLGEMEINE ZIRKULATION DER ATMOSPHÄRE



Herausgeber

Deutscher Wetterdienst

Hauptschriftleiter

A. Hofmann

Theodor-Storm-Straße 35
6380 Bad Homburg**Redaktionsausschuß**

F. Defant (Kiel)

H.-W. Georgii (Frankfurt)

K. H. Hinkelmann (Mainz)

H. Hinzpeter (Hamburg)

H. Reiser (Offenbach)

M. Schlegel (Offenbach)

H.-P. Schmitz (Neustadt/Weinstraße)

E. Süssenberger (Offenbach)

S. Uhlig (Traben-Trarbach)

F. Wippermann (Darmstadt)

Thema dieses Heftes

Fr. DEFANT, Kiel

Die Allgemeine Zirkulation der Atmosphäre**Einzelabschnitte**

	Seite
1 Die Erdatmosphäre, ein komplexes physikalisches Problem	1
2 Die Beobachtungsgrundlagen und das für globale Zirkulationsstudien zur Verfügung stehende Beobachtungsmaterial	7
3 Das atmosphärische Bewegungsfeld	9
4 Die quantitative Festlegung der Globalen Zirkulation	11
5 Die langzeitlich und zonal gemittelte Meridionalzirkulation	21
6 Die stehenden langen Wellenstörungen	23
7 Die langzeitlich gemittelte Zirkulation in Winter und Sommer (Nordhalbkugel)	24
8 Die Störungen innerhalb der Allgemeinen Zirkulation	30

Titelbild:**Wichtige Eigenheiten der****Allgemeinen Atmosphärischen Zirkulation**

links: Mittlere zonale Windverteilung

rechts: Mittlere meridionale Zirkulation

auf der Erde: Bodenwinde

promet erscheint vierteljährlich im Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes — Zentralamt — Frankfurter Str. 135, 6050 Offenbach (Main). Bezugspreis DM 24,— pro Jahrgang, Einzelheft DM 6,50.

Für den Inhalt der Arbeiten sind die Autoren verantwortlich. Alle Rechte bleiben vorbehalten.

Druck: Schön & Wetzel GmbH, Offenbacher Landstraße 368, 6000 Frankfurt (Main).

Die Allgemeine Zirkulation der Atmosphäre

1 Die Erdatmosphäre, ein komplexes physikalisches Problem

Das Ziel dieses Heftes ist es, die *Globale Zirkulation der Atmosphäre* zu beschreiben und die Kenntnisse über diese weltweiten und komplexen Strömungsvorgänge zusammenfassend darzustellen. Da der gegenwärtige Wissensstand darüber auf der meteorologischen Forschungsarbeit von einigen Jahrzehnten beruht und sich erst allmählich bis zum heutigen Wissen erweitert hat, muß sich diese Darstellung wegen der zur Verfügung stehenden Seitenzahl zwangsläufig auf die wichtigsten Grundtatsachen und Gegebenheiten beschränken. Auch wäre man sicherlich in der Lage, den reichhaltigen Stoff über diesen Gegenstand bei breiter Darstellung in einem größeren Lehrbuch unterzubringen, wie es teilweise geschehen ist. Dies ist nicht beabsichtigt, und es wird der Hoffnung Ausdruck verliehen, daß dieses Heft als knappe Übersicht dem variablen Leserkreis von PROMET gerecht wird. Auch wird öfters auf bekannte meteorologische Eigenheiten und Gesetzmäßigkeiten ohne zu detaillierte Begründung eingegangen werden müssen.

Der atmosphärische Raum und das Medium, das ihn erfüllt

Die Lufthülle der Erde kann als eine horizontal sehr ausgedehnte den ganzen Globus umspannende Schicht von nur geringer vertikaler Erstreckung (maximal 70—90 km) angesehen werden. Die atmosphärische Luft in dieser Hülle ist bekanntermaßen ein Gasgemisch, bestehend aus Stickstoff N_2 (78% Volumanteil), Sauerstoff O_2 (21%), Argon Ar (0,9%) und Kohlensäure CO_2 (0,03%). Diese vier Bestandteile ergeben zusammen schon 99,93%; der kleine Rest besteht aus einer größeren Anzahl von Edelgasen mit geringen Volumenanteilen. Zu dieser chemischen Zusammensetzung der trockenen Luft gesellt sich eine gewisse variable Menge Wasserdampf (schwankend zwischen 0 und maximal etwa 4 Volumprozent). Ist die Luft mit einer bestimmten solchen Wasserdampfmenge versehen, so spricht man von *ungesättigt feuchter Luft*. Ist sie jedoch mit dem maximal möglichen Wasserdampfgehalt ausgestattet, so benennt man sie mit *gesättigt feucht*.

Die Zusammensetzung der Luft bleibt im wesentlichen aufwärts bis zum vorstehend genannten Höhenbereich (70—90 km) nahezu unverändert erhalten. Daher nennt man diese Schicht „*Homosphäre*“ (nach „*homos*“ = gleichgeartet). Die obere Grenze der Homosphäre (*Mesopause*) stellt eine der wichtigsten atmosphärischen Grenzschichten dar, da sich das physikalische und dynamische Verhalten der Lufthülle beim Durchqueren dieser Grenze gänzlich ändert.

Oberhalb der Mesopause befolgen die Parameter, die es erlauben, die Zusammensetzung der Luft zu beschreiben, sowie auch die atmosphärischen Bewegungen und Energieumsetzungen die klassischen Gesetze der physikalischen und dynamischen Meteorologie nicht mehr.

Einige Folgen sollen kurz genannt werden: Direkte Kontrolle der Parameter durch solare Faktoren; Dissoziation des molekularen Sauerstoffs unter der Einwirkung des solaren Ultravioletts; Anreicherung von atomarem Sauerstoff; Abschwächung der turbulenten Diffusion; stärkerer Einfluß der molekularen Diffusion, dadurch erfolgt eine Separierung der leichten von den schweren Gasen im Schwerfeld; die Gaskonstante R , sowie die spezifische Wärme c_v und c_p der trockenen Luft sind keine konstanten Größen mehr; dadurch sind die gebräuchlichen Gesetze der atmosphärischen Thermodynamik in Frage gestellt; die Schwere scheint oberhalb von ca. 70 km eine vielmal wichtigere Rolle zu spielen als die Rotation der Erde, und als Konsequenz befolgen die Luftbewegungen die klassischen Gesetze von BUYS-BALLOT nicht mehr; die meteorologischen Parameter unterliegen nicht länger den jahreszeitlichen Variationen, und im Wind zeigt sich entlang der Vertikalen und im Tagesablauf eine extreme Variabilität. *Als Konsequenz dieser Umstände ist die Anwendung der klassischen synoptischen Analysenmethodik in Höhen oberhalb von ca. 70 km in allen Fällen nicht mehr anwendbar.*

Dies ist dann der Grund, der veranlaßt, die Vertikalerstreckung der Atmosphäre bei einer ungefähren Höhe von 70—90 km zu beenden und die Homosphäre als den synoptisch bearbeitbaren Atmosphärenteil anzusehen,



in welchem die globale Zirkulation abläuft. Auch zeigt sich dann, daß wo immer sich ein Luftpartikel in diesem Raum befindet, seine Höhe z über Grund verglichen mit dem Erdradius a recht klein ist ($z \ll a$) (maximal $90/6371 = (1/71) = 0.014$).

Das Volumen der Atmosphäre ist damit $4\pi \{(a+z)^3 - a^3\} = 3.61$ bzw. 4.13 bzw. $4.65 \times 10^{10} \text{ km}^3$ je nachdem, ob man ihre Höhe auf 70 bzw. 80 bzw. 90 km festlegt. Da die Gesamtmasse der Atmosphäre etwa $5.27 \times 10^{21} \text{ g}$ beträgt, ergibt sich als mittlere Dichte der Homosphäre nur ein kleiner Wert (ca. 0.15 bis $0.11 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$). Nun ist aber mehr als hinreichend bekannt, daß die wahre Atmosphäre sehr geschichtet ist und in charakteristische entsprechend der vertikalen Temperaturverteilung aufteilbare Stockwerke zerlegt werden kann. Das unterste Stockwerk, die *Troposphäre* zeichnet sich durch eine Temperaturabnahme mit wachsender Höhe (ca. -0.4 bis $-0.8 \text{ }^\circ\text{C}/100 \text{ m}$) aus und wird durch die relativ kalte *Tropopause* in variabler Höhenlage (zwischen 8–9 km am Pol, 10–11 km in mittleren Breiten und 16–17 km in Äquatornähe) nach oben gegen die *Stratosphäre* begrenzt. In diesem zweiten Stockwerk ändert sich die Temperatur nur wenig (quasi-Isothermie) oder sie nimmt mit wachsender Höhe zu. Dies ist vor allem über den Tropen und in der höheren Stratosphäre der Fall. Die Stratosphäre wird durch die relativ warme *Stratopause* in 50–60 km Höhe als Obergrenze beendet mit Temperaturen im Schwankungsbereich der Erdbodentemperatur. Als drittes Stockwerk folgt aufwärts die *Mesosphäre*, in welcher die Temperatur in der Vertikalen wieder abnimmt und wird schließlich durch die schon früher genannte *Mesopause* begrenzt, die sich durch ein hinreichend scharf ausgeprägtes Minimum im vertikalen Temperaturprofil definieren läßt. Sie findet sich hochgelegen im Sommer und ist relativ kalt (ca. $180 \text{ }^\circ\text{K}$ oder ca. $-93 \text{ }^\circ\text{C}$). Dagegen nimmt sie ihre tiefste Höhenlage im Winter ein, wo sie relativ warm ist (nahe $220 \text{ }^\circ\text{K}$ oder $-53 \text{ }^\circ\text{C}$). Den Aufbau im Winter und Sommer zeigt Abb. 1.1 für unterschiedliche Breitenzonen.

Diese drei Stockwerke als Einheit bilden zusammen die *Homosphäre* der Erdatmosphäre. In dieser Schicht nehmen Luftdruck und Luftdichte relativ rasch exponentiell mit der Höhe ab (siehe die Normalatmosphäre für trockene Luft (CINA oder NACA (1925)) oder die US-Standardatmosphäre als Modell-Fälle, SMITHSONIAN-Tables, S. 265 oder LINKE, Meteorol. Taschenbuch, S. 433). Dies bedeutet dann, daß die Masse rapide mit der Höhe abnimmt (siehe Abb. 1.2), so daß oberhalb von 10 km nur mehr 25% und oberhalb von 30 km nur mehr etwa 4% der Gesamtmasse der Atmosphäre vorhanden sind (oder 75% bzw. 96% der Gesamtmasse unterhalb dieser Niveaus für mittlere Verhältnisse konzentriert sind).

Die Troposphäre enthält also roh gesprochen $3/4$ der Gesamtmasse und ist daher das dichteste Stockwerk, während die untere Stratosphäre (ca. 11–30 km) etwa 22% für sich in Anspruch nimmt und die restlichen 4% auf die obere Stratosphäre, Mesosphäre und die Schichten oberhalb von ihr entfallen.

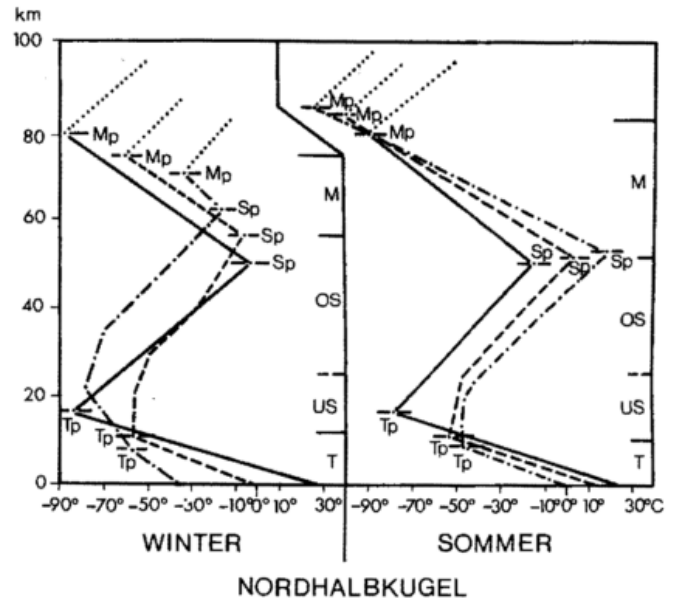


Abb. 1.1 Die vertikale thermische Struktur der Homosphäre (Tropopause T, untere und obere Stratosphäre US und OS, Mesosphäre M) der Nordhalbkugel im Winter und Sommer (etwas schematisiert) (T_p = Tropopause, S_p = Stratosphäre, M_p = Mesopause). (volle Linie: am Äquator, gestrichelte Linie: über mittleren Breiten, strichpunktierte Linie: am Pol)

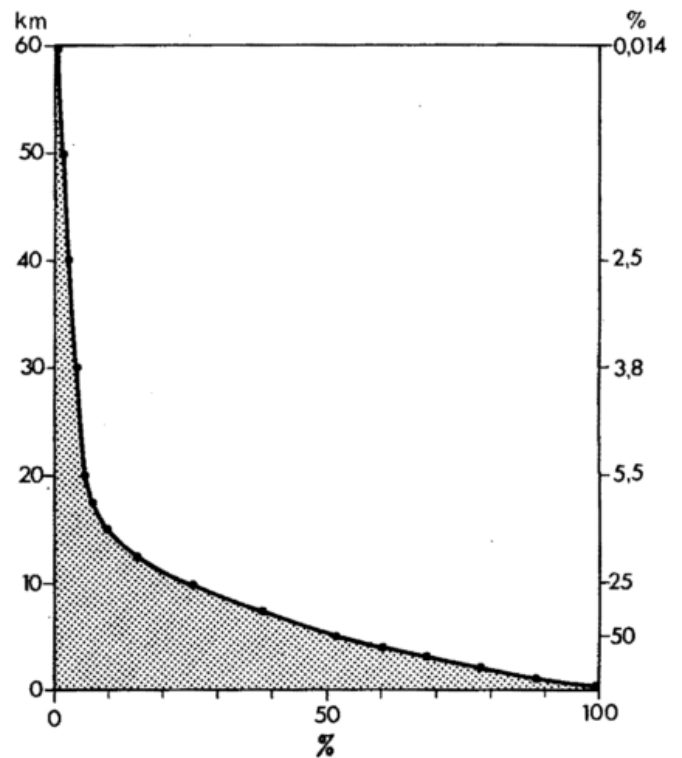


Abb. 1.2 Die Abnahme der Masse der Atmosphäre mit der Höhe in Prozent der Gesamtmasse. (Zahlenangaben rechts = Prozente der Gesamtmasse oberhalb der betreffenden Höhe)

Nach diesem kurzen Überblick über den Raum und das Medium soll jetzt auf Gesetzmäßigkeiten dynamischer und thermodynamischer Natur eingegangen werden, welche den Zustand und die Bewegung kontrollieren, und dies wird deshalb geschehen, um im Folgenden die Diskussion über die Bewegungssysteme unterschiedlicher Art innerhalb des atmosphärischen Raumes sinnvoll aufnehmen zu können.

Die wichtigsten meteorologischen Gesetze

Thermodynamischer Art

Die Zustandsparameter Druck p , Dichte ρ (oder spez. Volumen α) der Luft sind durch die Zustandsgleichung verbunden, welche den Zustand der Luft als Gasgemisch festlegt. Die trockene Luft verhält sich weitgehend wie ein ideales Gas und befolgt daher die Gasgleichung

$$p_d \alpha_d = R_d T \quad [1.1]$$

(Index d, trocken, dry),

worin p_d , α_d ($1/\rho_d$), R_d nacheinander den Druck, das spez. Volumen (oder die Dichte), und die Gaskonstante der trockenen Luft kennzeichnen. Besitzt die Luft einen bestimmten Feuchtegehalt (spez. Feuchte q oder Mischungsverhältnis r), so gilt die Zustandsgleichung für ungesättigt feuchte Luft:

$$p \alpha = R_d T_v \quad [1.2]$$

worin p , α , R_d nacheinander den Druck, das spez. Volumen der feuchten Luft und die Gaskonstante der Trockenluft und schließlich $T_v = (1 + 0.61 q) T$ die virtuelle Temperatur bezeichnen, wobei der Faktor $0.61 q T$ den Zuschlag zur aktuellen absoluten Temperatur ($T = 273.16 \text{ °K} + t \text{ °C}$) als Folge der Feuchte kennzeichnet (mit großer Näherung ist $q \cong r$).

Fügt man einem Luftquantum von der Umgebung her eine bestimmte Wärmemenge dh (erg/g oder cal/g) hinzu, so erhöht es seine innere Energie ($c_a dT$) und dehnt sich gegen die Wirkung des von außen auf das Luftteilchen einwirkenden Drucks aus ($p d\alpha$). Dieser Tatsache gibt der erste Hauptsatz der Wärmelehre Ausdruck, der mit Verwendung der Gleichung [1.1] unterschiedliche, aber einander äquivalente, Formen annehmen kann (Thermodynamische Energiegleichung):

$$\frac{dh}{T} = R \frac{d\alpha}{\alpha} + c_a \frac{dT}{T} = c_p \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p} = c_a \frac{dp}{p} + c_p \frac{d\alpha}{\alpha} \quad [1.3]$$

c_a , c_p bezeichnen die spez. Wärmen bei konstantem Volumen bzw. konstantem Druck [$\text{cal g}^{-1} \text{ grad}^{-1}$] oder [$\text{kJ to}^{-1} \text{ grad}^{-1}$].

Verwendet man die potentielle Temperatur

$$\theta = T(1000/p)^{R/c_p}$$

so kann man noch eine weitere, den Formen [1.3] äquivalente, Form des ersten Hauptsatzes entwickeln:

$$\frac{dh}{T} = c_p \frac{d\theta}{\theta} \quad [1.3a]$$

Der wohl fundamental wichtigste Prozeß, welcher einem Luftpartikel Wärme hinzufügen oder ihm entziehen kann, ist sicherlich die *Strahlung*. Andere wichtige Pro-

zesse für den Wärmeaustausch sind die *Konduktion* (*Wärmeleitung*), die *turbulente Vermischung* und die *innere Turbulenzreibung*. Obwohl alle diese Prozesse kontinuierlich die Luftteilchen beeinflussen, so üben diese Prozesse verglichen mit einer anderen kurzzeitig viel wichtigeren Klasse von Prozessen nur einen *vielmals langsamer wirkenden Einfluß* auf die Luftpartikel aus. Dieser glückliche Umstand erlaubt es, jenen Zustandsänderungen nachzugehen, die Luftpartikel im wesentlichen tatsächlich ausführen, bekannt als „*adiabatische*“ *Änderungen*, für welche $dh = 0$ ist. Die früher genannten Prozesse werden als nicht-adiabatische oder „*diabatische*“ bezeichnet. Setzt man die linke Seite von [1.3] oder [1.3a] gleich Null, d. h. $dh = 0$, so bedeutet dies, daß man jede Erwärmung bzw. Abkühlung des Luftteilchens von der Umgebung her oder nach der Umgebung hin unterbindet. Dann ist nach [1.3a] auch $d\theta = 0$ oder die potentielle Temperatur θ bleibt bei Aufwärts- oder Abwärtsverlagerung konstant (adiabatische Bewegung). Für die trockenen und die ungesättigt feuchten Teilchen ergibt sich dann bei Aufwärtsverlagerung eine Temperaturabnahme (bei Abwärtsbewegung eine Zunahme) von 0.976 °C ($1 \text{ °C}/100 \text{ m}$), während sich ungesättigt feuchte Luftteilchen mit einer wesentlich verringerten Temperaturerniedrigung oder -erhöhung (~ 0.5 bis $0.7 \text{ °C}/100 \text{ m}$) nach Erreichung des Kondensationsniveaus (totale Sättigung $q = q_s \cong r_s$) auf- bzw. abwärts bewegen. Dies ist deswegen der Fall, weil dabei die bei der Kondensation freiwerdende latente Kondensationswärme dem Teilchen zugute kommt.

Die wichtigsten meteorologischen Gesetze Dynamischer Art

Die großen atmosphärischen Bewegungen sind unterhalb von 70–90 km maßgeblich durch die Schwerkraft und die Rotation der Erde (Rotationsgeschwindigkeit $\Omega = 7.29 \times 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$) sowie den meridionalen Temperaturgradienten bestimmt. Die aus dem 2. Gesetz von NEWTON entwickelbare Vektorgleichung für die relative Bewegung (relativ zu einem mit der Erde mitrotierenden Bezugssystem, X-Achse positiv nach Osten, Y-Achse positiv nach Norden und Z-Achse positiv aufwärts zum Zenith) lautet pro Masseneinheit:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{P} + \mathbf{c} + \mathbf{g} + \mathbf{F} \quad \text{oder} \quad \dot{\mathbf{v}} = -\alpha \nabla p - 2\Omega \times \mathbf{v} + \mathbf{g} + \mathbf{F} \quad [1.4]$$

mit $\dot{\mathbf{v}} = \frac{d\mathbf{v}}{dt}$ = totale Beschleunigung $\left(\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right)$

$\mathbf{P} = -\alpha \nabla p$ = Druckgradientkraft ($-\alpha \partial p / \partial x$, $-\alpha \partial p / \partial y$, $-\alpha \partial p / \partial z$)

\mathbf{c} = CORIOLIS-Kraft ($f v - f^* w$, $-f u, f^* u$);

$f = 2\Omega \sin \varphi$, $f^* = 2\Omega \cos \varphi$ (φ = geogr. Breite)

\mathbf{g} = Schwerkraft ($0, 0, g$)

\mathbf{F} = Reibungskraft (F_x, F_y, F_z)

Diese Gleichung beschreibt die Bewegung der Luft relativ zur Erde ohne Vernachlässigungen. Diese prognostische Gleichung (für Vorhersagezwecke geeignet) läßt sich für rein diagnostische Zwecke vereinfachen. Da die makroskaligen Bewegungen, die wie man später sehen wird,

barokline, quasi-geostrophisch und quasi-statisch balancierte Bewegungen sind, regieren zwei einfachere Gleichungen in erster Näherung für einen solchen Zweck diese Bewegungen, wenn man von der planetarischen Reibungsschicht, wo Boden- und innere Turbulenzreibung eine wichtige Rolle spielen, und von Strahlstrombereichen, wo die innere Reibung und die Beschleunigung erheblich wirksam sein können, absieht und somit $\dot{\mathbf{v}}$ und $\mathbf{F} \cong 0$ setzt.

Die Bewegungen werden dann pro Volumeinheit durch ein Gleichgewicht von drei wirksamen Kräften regiert:

$$\begin{array}{lll} -\rho \nabla \Phi & -\nabla p & -f\mathbf{k} \times \rho \mathbf{v}_h \cong 0 \\ \text{Schwerkraft} & \text{Druckgradient-} & \text{CORIOLIS-} \\ & \text{kraft} & \text{Kraft,} \end{array} \quad [1.5]$$

woraus sich bei Auflösung in horizontale und vertikale Komponenten-Gleichungen einerseits das sogenannte *Geostrophische Gleichgewicht* für die Horizontalbewegung \mathbf{v}_h (u, v):

$$-\nabla_h p - f\mathbf{k} \times (\rho \mathbf{v}_h) = 0 \quad \text{oder} \quad \begin{array}{l} -(1/\rho) (\partial p / \partial x) = -fv_g \\ -(1/\rho) (\partial p / \partial y) = +fu_g \end{array} \quad [1.6]$$

ergibt. $(\mathbf{v}_h)_g$ (u_g, v_g) wird als geostrophischer Wind bezeichnet. Andererseits erhält man das *hydrostatische Gleichgewicht* in der Vertikalen:

$$-\rho \nabla \Phi - (\partial p / \partial z) = 0 \quad \text{oder} \quad -(\partial p / \partial z) = g\rho \quad [1.7]$$

was zeigt, daß die vertikale Druckabnahme in einer beliebigen Schicht der Dichteverteilung in ihr proportional ist.

Aus diesen beiden dominierenden Zwangsbeziehungen [1.6] und [1.7] ergibt sich leicht durch Differentiation nach z eine weitere wichtige diagnostische Gleichung (*thermische Windgleichung*), welche die vertikale Änderung des Horizontalwindes \mathbf{v}_h an die horizontale Veränderlichkeit des Massenfeldes (Temperaturfeldes) bindet. Diese Gleichung lautet:

$$f\mathbf{k} \times (\partial \mathbf{v}_h / \partial z) + (g/T) \nabla_p T = 0$$

oder in Komponenten-Form:

$$\begin{array}{l} f(\partial v / \partial z) = + (g/T) (\partial T / \partial x)_p \\ f(\partial u / \partial z) = - (g/T) (\partial T / \partial y)_p \end{array} \quad [1.8]$$

Der Index p zeigt dabei an, daß die horizontalen Ableitungen auf einer Druckfläche auszuführen sind.

Oft erweist es sich in der Meteorologie als sehr nützlich, ein hinsichtlich der Vertikalkoordinate abgeändertes Koordinaten-System (p -Koordinaten-System) zu verwenden, bei welchem die Z -Koordinate (positiv aufwärts) durch eine Luftdruck-Koordinate p (positiv abwärts) in der Vertikalen ersetzt wird. Dann wird die Luftbewegung nicht mehr auf Flächen konstanter Höhe bezogen, und die Vertikalkomponente w dieser Bewegung ist nicht mehr durch dz/dt gegeben, sondern man betrachtet die Bewegung auf Flächen konstanten Druckes (isobare Flächen), die im Raum gewellte Flächen sind, also eine von Ort zu Ort variable Höhenlage aufweisen. Ihre Höhenlage wird durch die geopotentielle Höhe (Geopotential $\Phi = gz$) festgelegt, wobei ein geopotentielles Meter (1 gpm) = 0.98 geodyn. Meter = 9.8 m² sec⁻² beträgt. Diese Einheit wurde deshalb gewählt, weil die geometrische Höhe in Metern gemessen und das Geopotential

in geometrischen Metern ausgedrückt sich für die Homosphäre bei konstanter Schwerkbeschleunigung

$$g = 980.6 \text{ cm sec}^{-2}$$

als fast zahlenmäßig identisch erweisen. Die Vertikalgeschwindigkeit w wird jetzt durch die sogenannte „generalisierte“ vertikale Geschwindigkeitskomponente $\omega = dp/dt$ ersetzt. Die abhängigen Variablen sind in diesem System ($u, v, \omega, z, T, \theta, \rho$) und die unabhängigen sind (x, y, p, t). Die Transformation der Gleichungen [1.4] bis [1.8] in ein solches p -System beruht auf der Bedingung der strengen Gültigkeit der hydrostatischen Gleichung $-\partial p / \partial z = g\rho$ oder $-\partial(gz) / \partial p = \alpha$, welche die dritte Komponenten-Gleichung von [1.4] ersetzt. Die Gleichung [1.4] reduziert sich auf zwei Komponenten-Gleichungen:

$$\begin{array}{l} (\dot{\mathbf{v}})_p = -(\nabla_h \Phi) - 2\Omega \times \mathbf{v}_h + \mathbf{F} \\ \text{oder} \\ (d\mathbf{u}/dt)_p = -(\partial \Phi / \partial x)_p + fv + F_x \\ (d\mathbf{v}/dt)_p = -(\partial \Phi / \partial y)_p - fu + F_y \end{array} \quad [1.6a]$$

worin der Index p anzeigt, daß alle Ableitungen auf isobaren Flächen ($p = \text{konst.}$) auszuführen sind {z. B. $(d/dt)_p = (\partial/\partial t)_p + u(\partial/\partial x)_p + v(\partial/\partial y)_p + \omega(\partial/\partial p)$ }. Statt der Druckgradientkraft $-\alpha \nabla_h p$ tritt jetzt $-(\nabla_h \Phi)_p$ in Erscheinung; d. h. sie wird durch den horizontalen Gradienten des geopotentiellen Höhenfeldes einer speziellen isobaren Fläche repräsentiert.

Als geostrophische Gleichungen und damit Ersatz für Gleichung [1.6] ergeben sich ($(\dot{\mathbf{v}})_p, \mathbf{F} = 0$):

$$\begin{array}{l} -(\nabla_h \Phi)_p = +f\mathbf{k} \times (\mathbf{v}_h)_g \\ \text{oder} \\ -(\partial \Phi / \partial x)_p = -fv_g \\ -(\partial \Phi / \partial y)_p = +fu_g \end{array} \quad [1.7a]$$

Eine Differentiation der Gleichung [1.7a] mit Hinsicht auf p und Verwendung von Gleichung [1.7] und [1.2], ergibt die im p -System gültige *Thermische Windgleichung* als Ersatz für die Gleichung [1.8]:

$$\begin{array}{l} -\left(\nabla_h \frac{\partial \Phi}{\partial p} \right)_p = (\nabla_h \alpha)_p = \frac{R}{p} (\nabla_h T)_p = +f\mathbf{k} \times \left(\frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial p} \right) \\ \text{oder} \\ - (R/pf) (\partial T / \partial x)_p = \partial v_g / \partial p \\ + (R/pf) (\partial T / \partial y)_p = \partial u_g / \partial p \end{array} \quad [1.8a]$$

Eine letzte Gleichung betrifft ein wichtiges physikalisches Prinzip, nämlich die Massenerhaltung. Indem man eine würfelförmige Volumeinheit betrachtet, deren Kanten $\delta x, \delta y, \delta z$ parallel den drei Koordinatenachsen (X, Y, Z) orientiert sind, fällt es leicht, z. B. den parallel der X -Achse ablaufenden und links durch die Vertikalfläche ($\delta y, \delta z$) in das Volumelement eintretenden Massenstrom (ρu) dem rechts aus dem Volumelement wieder durch die Vertikalfläche ($\delta y, \delta z$) austretenden Massenabfluß (ρu) + $\partial/\partial x(\rho u)\delta x$ gegenüberzustellen mit dem Ergebnis, daß als Differenzstrom nur $-\partial/\partial x(\rho u)\delta V dt$ durch ($\delta y\delta z$) von $\delta V = \delta x\delta y\delta z$ in der Zeitspanne dt verbleibt. (ρu) repräsentiert dabei einen Mittelwert für die Fläche ($\delta y\delta z$). Ähnlich gebaute Ausdrücke ergeben sich bei Betrachtung der Massenflüsse durch die anderen Sei-

tenflächen des Elementes ($\delta x \delta z$) und ($\delta x \delta y$), entlang der Y- bzw. Z-Achse.

Als totaler Massenzustrom in das Volumenelement δV hinein durch alle drei Seitenflächen ergibt sich daher:

$$-\left\{ \frac{\partial}{\partial z}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho w) \right\} \delta V \delta t$$

und dieser Zustrom muß im Inneren von δV während der gleichen Zeitspanne δt eine Massenzunahme

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right) \delta V \delta t$$

auslösen, woraus sich bei Massenerhaltung die folgende Gleichung *Kontinuitätsgleichung*) ergibt:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) - \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) - \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = -\mathbf{v} \cdot \nabla \rho - \rho \nabla \cdot \mathbf{v} \quad [1.9]$$

oder in anderer Schreibweise

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \rho = -\rho(\nabla \cdot \mathbf{v}) = -\rho(\partial u / \partial x + \partial v / \partial y + \partial w / \partial z) \quad [1.9a]$$

oder

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \operatorname{div}_3 \mathbf{v} \quad [1.9b]$$

Eine nicht ganz einfache Transformation dieser Gleichung in das p -Koordinatensystem (x, y, p) (siehe z. B. *Numerical Weather Analysis and prediction*, Ph. D. THOMPSON (1961), McMillan Company, New York, Seite 35/36) ergibt:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_p + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)_p + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad [1.10]$$

Diese Gleichung ist mit Hinsicht auf die abhängigen Variablen linear und zeigt formal eine auffallende Ähnlichkeit in ihrer Form mit der Kontinuitätsgleichung eines inkompressiblen Mediums ($d\rho/dt = 0$; $\partial u / \partial x + \partial v / \partial y + \partial w / \partial z = 0$). Die Ableitungen beziehen sich aber jetzt auf eine gewellte Druckfläche (Index p), und $\omega = dp/dt$ enthält sowohl lokalzeitliche als auch advektive Anteile und enthält somit implicit die Veränderlichkeit der Dichte ρ mit der Zeit und im Raum.

Dieser Satz von recht einfachen Gesetzen ([1.1] bis [1.10]) stellt eine Diskussionsgrundlage für die spätere Besprechung der Globalen Zirkulation dar, so wie man sie aus Beobachtungen abgeleitet hat.

Das hydrostatische und geostrophische Gleichgewicht

Nochmals soll kurz auf die beiden, oft als Zwangsjacken für die atmosphärische Bewegung bezeichneten Näherungsgleichungen, welche die atmosphärische Bewegung und das Massenfild der Atmosphäre ganz entscheidend beeinflussen, eingegangen werden.

Die erste davon stellt eine der wichtigsten Eigenheiten der Zirkulation dar und findet ihren Ausdruck durch die starke bindende Balance zwischen der Schwerkraft und der vertikalen Komponente der Druckgradientkraft (s. Gleichung [1.7]). Dies bedeutet, daß neben vertikalen Reibungseinflüssen, die totale vertikale Beschleunigung $d\mathbf{w}/dt$ unterdrückt wird. Es ist jedoch evident, daß ziem-

lich kleine unstetige Veränderungen im Luftdruck- und Dichtefeld die hydrostatische Balance genügend stören können, um Beschleunigungen weit größer als $10^{-4} \text{ cm sec}^{-2}$ zu verursachen. Der Grund, warum solche vertikale Beschleunigungen nicht in Erscheinung treten, ist wohl darin zu sehen, daß die sich als Folge solcher Störungen einstellenden Vertikalbewegungen das Luftdruck- und Dichtefeld wenig später (in Minuten, Sekunden) in einer solchen Weise verändern, daß die Richtung der Beschleunigung umgekehrt wird. Es treten daher Schwingungen um einen mittleren Zustand herum auf (vertikal wandernde *Schallwellen*), welche für die globale Zirkulation nicht von größerer Bedeutung sind, die jedoch durch ihre Gegenwart die mathematische Behandlung der atmosphärischen Bewegung sehr komplizieren. Die hydrostatische Gleichung beschreibt nahezu exakt den mittleren Zustand, ohne die Oszillation um diesen Mittelzustand zu beschreiben.

Tatsächlich versuchen die horizontalen Bewegungen für sich die Druck- und Dichtefelder in einer solchen Weise zu ändern, daß das existierende hydrostatische Gleichgewicht gestört wird. Das Feld der Vertikalbewegung ist dann als jenes Feld anzusehen, das bestrebt ist, die störenden Einflüsse der Horizontalbewegung auf das hydrostatische Gleichgewicht zu kompensieren und dasselbe wiederherzustellen und somit die statische Balance aufrechtzuerhalten.

Die hydrostatische Balance bildet die Grundlage für die sogenannte Höhenrechnung, welche es möglich macht, den gemessenen Temperaturwerten als Funktion des Luftdrucks p entlang der Vertikalen bei Radiosondenaufstiegen eine eindeutige Höhenlage (in geopotentiellen Metern (gpm) ausgedrückt) zuzuordnen.

Die Gleichung ist diagnostisch, und die Annahme ihrer exakten Gültigkeit bei Einführung eines Koordinatensystems (λ, φ, p) hat zur Folge, daß es keine prognostische Gleichung für die Vertikalgeschwindigkeit w im entstehenden Gleichungssystem mehr gibt. Die meisten theoretischen Studien, die sich speziell mit Bewegungen kleiner als die synoptisch noch erfaßbaren beschäftigen, benutzen ein solches Koordinaten-System und einen entsprechenden Gleichungssatz, welche die hydrostatische Grundgleichung [1.7] als Ersatz für die 3. Komponentengleichung von [1.4] beinhalten.

Obwohl die als unangenehm zu bezeichnenden vertikal wandernden Schallwellen bei Einführung der hydrostatischen Näherungsgleichung erfolgreich gefiltert werden, verbleiben im Gleichungssystem allgemeinsten Art doch noch andere, weitere Bewegungsanteile periodischer Art, die von fragwürdigem Interesse für die globale Zirkulation sind. Daher sind weitere Zwangsbeschränkungen notwendig.

Eine weitere äußerst wichtige Eigenheit der Zirkulation in mittleren und höheren Breiten ist das näherungsweise Gleichgewicht zwischen der CORIOLIS-Kraft und der horizontalen Druckgradientkraft (Geostrophisches Gleichgewicht, siehe Gleichungen [1.6] oder [1.7a]). Dieses Gleichgewicht ist fast so bedeutsam wie das hydrostatische.

Genauso wie die zeitweise auftretenden Abweichungen vom hydrostatischen Balance-Zustand Schwingungen um diesen Zustand mit Perioden von Minuten oder weniger bewirken, so geben Abweichungen vom geostrophischen Gleichgewicht in ähnlicher Weise zu Oszillationen mit Perioden von Stunden oder weniger Veranlassung (*Schwerewellen*, speziell externe *Schwerewellen*). Auch hier erscheint es nicht nötig, jede solche Schwingung im Einzelnen zu verfolgen, und so bietet sich die Annahme des geostrophischen Gleichgewichts von selbst an. Obwohl auch die *Schwerewellen*, wie man oft annimmt, wenig Einfluß auf die globale Zirkulation haben, so ist doch bei der Anwendung dieser Gleichgewichtsbedingung große Vorsicht geboten, um nicht das Gleichungssystem so zu beschneiden, daß es für prognostische Zwecke untauglich wird. Mit diesem äußerst bedeutsamen Problem will ich mich hier nicht auseinandersetzen, jedoch bildet das geostrophische Gleichgewicht bei Behandlung von zeitlich oder/und zonal gemittelten Bewegungen, mit denen nun dieses Heft von der beschreibenden Seite her befaßt sein wird, eine gute Näherungsgrundlage.

Barotropie und Baroklinie

Als letztes soll in diesem Beitrag die Verteilung der Masse (oder Temperatur) relativ zur Verteilung des Luftdrucks aufgezeigt werden. Diese Wechselbeziehung übt einen tiefgreifenden Einfluß auf die Bewegung in der Atmosphäre aus, wie oben schon anhand der thermischen Windgleichung gezeigt wurde.

Die Verteilung der Masse im Raum wird meist durch einen Satz von Flächen mit konstantem spezifischen Volumen α (*Einheits-Isostere Flächen*, jede von der nächsten durch eine Einheit von α unterschiedlich) festgelegt. Diese sind auch zugleich, wegen $\alpha = 1/\rho$, Flächen gleicher Dichte ρ (*isopyknische Flächen*). In ähnlicher Weise wird die Verteilung im Raum des Luftdrucks durch Flächen $p = \text{konst.}$ repräsentiert (*Einheits-Isobare Flächen*).

Im allgemeinen schneiden sich beide Flächenscharen, so daß der Raum durch den Schnitt von jeweils zwei isosteren und zwei isobaren Flächen in rechteckige Röhren zerlegt wird, die als *isoster-isobare Solenoide* oder kurz als *Solenoide* bezeichnet werden. Eine Querschnittsfläche durch diese Röhren hindurch zeigt eine Anzahl von Rechtecken, deren Zahl pro Flächeneinheit der Solenoid-Konzentration Ausdruck verleiht oder die Intensität des solenoidalen Feldes im betrachteten Querschnitt aufzeigt. Man spezifiziert die positive Umlaufrichtung um die Solenoide in einer solchen Weise, daß eine Drehung um einen spitzen Winkel β kleiner als $\pi = 180^\circ$ von der normalen Richtung zu den α -Flächen, entlang welcher α zunimmt zu der normalen Richtung zu den p -Flächen, entlang welcher p abnimmt, hinführt. Es ist leicht zu zeigen (siehe S. PETERSSEN (1956) S. 105/106), daß

$$(\text{Gradient von } p) \times (\text{Aszendent von } \alpha) \times \beta = N$$

N ist dann ein Vektorprodukt und definiert somit einen solenoidalen Vektor N , nämlich:

$$N = -(\nabla\alpha \times \nabla p) \quad [1.11]$$

welcher normal zur betrachteten Querschnittsebene

orientiert ist. Dieser Vektor N hat drei Komponenten (N_x, N_y, N_z), wovon N_x, N_y die Anzahl der Solenoide pro Flächeneinheit in einer Meridionalebene (Vertikalebene über einem Meridian) oder in einer Zonalebene (Vertikalebene über einem Breitenkreis) repräsentieren. Diese Zahlen sind meist groß und sind größer als N_z , welches dann die Solenoidanzahl pro Flächeneinheit charakterisiert, die in einer Horizontalebene enthalten ist. Oft wird N_z im Vergleich mit N_x oder N_y in vielen Problemen vernachlässigt.

N_x und N_y als horizontale Komponenten besitzen großes Interesse und sind bei Auflösung von [1.11] darstellbar durch:

$$\begin{aligned} N_x &= (\alpha_z p_y - \alpha_y p_z) \\ N_y &= (\alpha_x p_z - \alpha_z p_x) \end{aligned} \quad [1.12]$$

worin die Indices die partiellen Ableitungen von α und p kennzeichnen. Überführt man diese beiden Solenoid-Konzentrationen in ein p -System, so ergibt sich:

$$\begin{aligned} N_x &= (g/T) (\partial T/\partial y)_p = (fg\rho) (\partial u/\partial p) = -f (\partial u/\partial z) \\ N_y &= - (g/T) (\partial T/\partial x)_p = (fg\rho) (\partial v/\partial p) = -f (\partial v/\partial z) \end{aligned} \quad [1.13]$$

Es ist leicht zu erkennen, daß die Solenoidkonzentrationen in der Meridionalebene (N_x) und der Zonalebene (N_y) den Temperaturgradienten auf Isobarenflächen $(\partial T/\partial y)_p$ und $(\partial T/\partial x)_p$ innerhalb dieser Ebenen proportional sind. Diese Neigungen der Isothermen relativ zu den Isobaren (meist in solchen Schnitten als horizontal gewählt, p -Koordinate) vermitteln also einen direkten visuellen Eindruck von der Solenoiddichte. Mit Verwendung der thermischen Windgleichungen [1.8a] erweisen sich diese Solenoiddichten auch proportional den vertikalen Windscherungen $(\partial u/\partial p)$ oder $(\partial u/\partial z)$, sowie $(\partial v/\partial p)$ oder $(\partial v/\partial z)$, was die enge Beziehung zum Bewegungsfeld deutlich werden läßt. Natürlich bedeutet die Verwendung der thermischen Windgleichung die Annahme der Gültigkeit sowohl des hydrostatischen als auch des geostrophischen Gleichgewichts.

Denjenigen Zustand der Atmosphäre, bei dem die isosteren (isopyknischen) Flächen eine Neigung relativ zu den Druckflächen aufweisen, nennt man „*baroklin*“, und die Anzahl der Solenoide pro Flächeneinheit (Solenoiddichte) mißt den Grad an „*Baroklinität*“.

Andererseits ist α nur eine Funktion von p , wenn die vorstehend genannten Flächensätze parallel zueinander sind und sich somit nicht schneiden. Dieser Zustand ist durch ein Fehlen von Solenoiden charakterisiert und wird mit „*barotrop*“ bezeichnet.

Wenn die Luft in Bewegung ist, wird der Zustand der Atmosphäre ein barokliner sein. Im allgemeinen wird ein anfangs barotroper Zustand nach Aufprägung einer Störung nicht barotrop bleiben, sondern wird meistens in einen baroklinen Zustand übergehen. Wenn jedoch die Bedingungen so geartet sind, daß er trotz einer Störung doch weiter barotrop bleibt, so benennt man dies mit „*autobarotrop*“. Als Beispiel wäre eine Atmosphäre zu nennen, die anfangs Parallelität von Isothermen und isobaren Flächen besitzt und der vertikale Gradient der Temperatur in ihr ein adiabatischer ist. Nach einer Stö-

rung werden die Luftpartikel eine Temperaturänderung erfahren, die adiabatisch ist und werden daher stets mit ihrer Umgebung im Gleichgewicht sein.

Atmosphärische Bewegungssysteme verschiedener Größenskala

In der Meteorologie müssen wir uns mit dem gesamten Spektrum atmosphärischer Bewegungssysteme befassen. Die kleinste solche Bewegung (*Mikroscale*) ist die Zuffallsbewegung der Moleküle, während die größte (*Macroscale*) die zonal ausgerichteten Ströme sind, die die Erde umkreisen (planetarischer zirkulärer Wirbel, Horizontal-dimension von 10^7 m).

Man unterscheidet nacheinander folgende atmosphärische Turbulenzbereiche:

1. *den mikro-skaligen Bereich*
Wirbelperiode τ = Hundertstel einer Sekunde bis einige Minuten. Räumliche Ausdehnung: einige Zehntel eines cm bis etwa 100 m über Grund.
 - 1a. *den mikro-meteorologischen Bereich*, der am niederfrequenten oder langperiodischen Ende von (1) auftritt, also ein Unterbereich von (1) ist.
Wirbelperiode τ = etwa zwischen 4 sec und 5 Minuten (*klein-konvektiver Scale* eingeschlossen).

2. *den meso-meteorologischen Bereich*
Wirbelperiode τ = 10^{-1} Stunden bis einige Stunden. Räumlicher Scale: von der Größenordnung von 1 km bis 500 km. (größere Konvektion und kleiner dimensionierte wandernde synoptische Wettersysteme)
3. *den makro-skaligen Bereich* (groß-räumiger Scale):
Wirbelperiode τ : variierend zwischen 10 und 10^3 Stunden.
Räumliche Ausdehnung: $\sim 10^6$ m (10^3 km) (*synoptischer Scale*)
 $\sim 10^7$ m (10^4 km) (*planetarischer Scale*)

Es ist sicherlich verständlich, daß man sich bei einer Besprechung der globalen Zirkulation im wesentlichen mit dem makro-meteorologischen Bereich (3.) zu befassen hat, mit einer jedoch nur teilweisen Mitberücksichtigung von (2.). Die Bereiche (1.), (1a.) (und teilweise (2.)) sind der synoptischen Aufnahme in den globalen Beobachtungsnetzen und der in ihnen verwendeten Instrumentik nicht zugänglich. Es darf aber keinesfalls übersehen werden, daß sie für die Energetik der großen Zirkulation **sehr wichtig** sind. Das Thema Mikro- und Makroturbulenz ist im Detail im Heft 1/2 1971 von PROMET so ausführlich dargelegt, daß hier nichts weiter anzufügen ist.

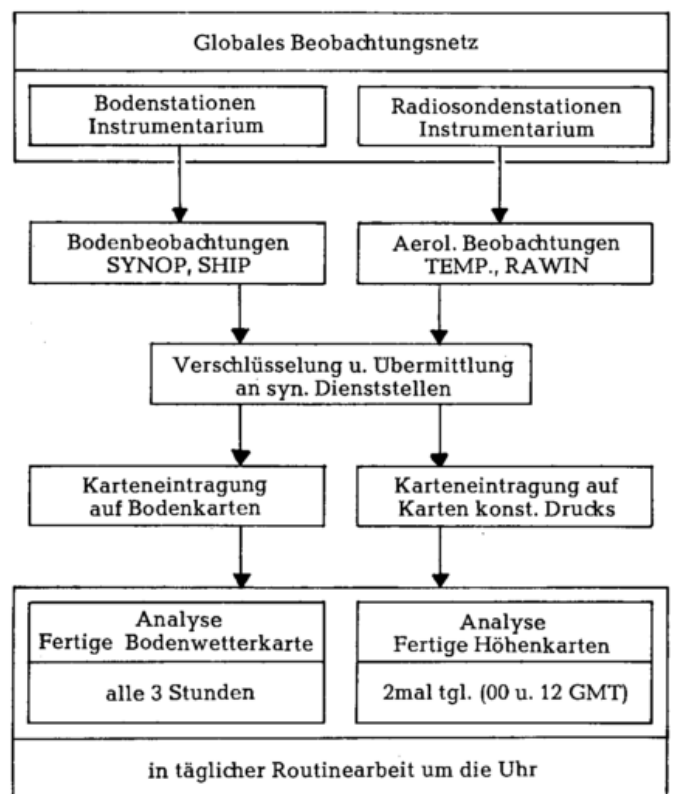
2 Die Beobachtungsgrundlagen und das für globale Zirkulations-Studien zur Verfügung stehende Beobachtungsmaterial

In diesem Beitrag sollen kurz die Grundzüge der Gewinnung und der Verarbeitung meteorologischen Beobachtungsmaterials, welches für Zirkulations-Untersuchungen verwendet werden kann, angesprochen werden.

Wie die Tab. 2.1 zeigt, beginnt diese Gewinnung beim globalen international errichteten Beobachtungsnetz, gegliedert nach Boden- und aerologischem Stationsnetz (Radiosonden-Netz) besetzt mit geschulten Beobachtern und bestückt mit wissenschaftlich einwandfreiem Instrumentarium (siehe dazu Basic synoptic networks of observing stations, WMO, OMM No. 217. WMO Sekretariat, Genf/Schweiz, 1974).

Im Bodenstationsnetz werden die Bodenbeobachtungen (hauptsächlich SYNOP-Landstationsmeldungen und SHIP = Schiffsmeldungen, neben vielen anderen Detailbeobachtungen) meist im 3stündigen Turnus rund um die Uhr gefertigt, während im Radiosondennetz die Beobachtungen in der freien Atmosphäre (aerologische Beobachtungen) (hauptsächlich TEMP = Radiosondaufstiegsbeobachtungen und RAWIN = Radarwindbeobachtungen) getätigt werden. Dies erfolgt jedoch meist nur zweimal täglich um 00 und 12 GMT.

Diese Masse an Beobachtungen wird nach international vereinbarten Gesichtspunkten verschlüsselt und über verschiedene Übermittlungswege den bearbeitenden Diensten der Länder zugestellt (siehe Meteorological



Tab. 2.1

Messages, Stations, Codes and Transmissions. WMO/OMM, No. 9 TP. 4, Volume B, Codes oder Volume C, Transmissions. Genf/Schweiz, 1954).

In den meteorologischen Diensten der Länder (meist in zentralen Ämtern) erfolgt die Verwendung der einlaufenden Daten. Sie besteht aus einer maschinellen Kontrolle hinsichtlich Fehlerhaftigkeit, der Eintragung der Daten in meteorologische Karten oder auch in thermodynamische Diagramm-Papiere. Dies geschieht separat für Bodenkarten, welche eine wie man sagt „zusammengesetzte (*composite*) Karte“ des Wetterzustandes bietet, da sie auch Beobachtungen der freien Atmosphäre vom Erdboden aus enthält und nicht nur Beobachtungen an der Erdoberfläche selbst beinhaltet. Daneben geschieht dies für eine variable Anzahl von Höhenkarten mit den Radiosondenmeldungen und Radarwinden (gewählt werden Flächen konstanten Drucks, sogenannte *Hauptisobarenflächen*), um den Zustand der freien Atmosphäre zu dokumentieren.

Der nächste Schritt ist dann wissenschaftlicher Natur und betrifft den Vorgang der Analyse der entstandenen, mit Symbolen oder Zahlenangaben ausgestatteten Wetterkarten. Für die Bodenkarte bedeutet dies die Auffindung gegensätzlicher Luftmassentypen anhand spezieller charakteristischer Merkmale, ihre Trennung durch Fronten und die Festlegung des Bodenluftdruckfeldes durch das Zeichnen von Linien gleichen Luftdrucks sowie die Analyse der Veränderlichkeit des Luftdrucks durch das Zeichnen des isalobarischen Feldes (markiert durch Linien gleichen Luftdruckfalls oder -anstiegs innerhalb eines bestimmten Zeitintervalls). Eng verknüpft mit der Analyse der frontalen Gegensätze ist auch die Markierung von Niederschlagsgebieten oder Schaueraktivität. Alle diese Schritte sind nicht unabhängig voneinander, und viel dynamisches und thermodynamisches Wissen geht maßgeblich ein, bevor eine Bodenwetterkarte nach Berücksichtigung aller Elemente fertiggestellt ist.

Wieder nicht unabhängig davon ist die gleichzeitige Erstellung der Höhenkarten, die nunmehr die Festlegung der topographischen Felder für die einzelnen Druckflächen durch Zeichnen der Contour-Linien (Linien gleicher geopotentieller Höhe in gpm) in enger Bindung an beobachtete Merkmale des Windfeldes (Geostrophie) zum Inhalt hat. Gleichzeitig inspiziert man auf solchen Druckflächen das Temperatur- bzw. das Feuchtefeld in Verbindung mit dem Windfeld zur Festlegung frontaler Gegensätze in der freien Atmosphäre, die wiederum enge Bindung an den Verlauf der Bodenfronten aufweisen muß.

Eine gute Analyse bedeutet eine dreidimensional in sich konsistente Erfassung der Struktur und Form des Massenfeldes und Bewegungsfeldes für einen gegebenen bei der Analyse schon etwas zurückliegenden Zeitpunkt, die für den naturgegebenen atmosphärischen Zustand zu dieser Zeit ein möglichst nahekommendes Äquivalent bietet.

Was sich dann im Anschluß an die Fertigstellung des Analysenvorganges weiter im praktischen Wetterdienst abspielt, ist die Durchführung einer als noch wissenschaftlicher zu bezeichnenden Prozedur, welche die nä-

here Vergangenheit (also mehrere Stunden- oder Tagesfolgen solchen Kartenmaterials) heranziehen muß, um mit Hilfe der Kenntnisse der theoretischen Meteorologie den Vorgang der Vorhersage zukünftiger Zustände einzuleiten. Dieser Vorgang wird heutzutage teilweise noch gestützt auf Erfahrungsmethodiken, aber vielfach schon unter Einsatz numerischer Vorhersagemethoden kurzfristiger Art mit Verwendung von atmosphärischen Modellrechnungen durch eine EDV-Anlage durchgeführt. Er ist nicht mehr Gegenstand dieses Beitrags und schließt den Ablauf der Routine-Arbeit für die praktische Verwertung meteorologischer Daten ab. Diese Arbeit wiederholt sich im täglichen Lauf überall auf der Welt in den Diensten aller Staaten und stellt eine der größten international ausgerichteten kooperativen Unternehmungen dar, die ungeheure Beobachtungsmengen schafft, verarbeitet und zum Wohl der Menschheit verwendet.

Neben dieser täglichen Routine ist aber auch eine andere Art der Verwertung und Ausschöpfung des reichen, mit kostenintensiven Vorgängen geschaffenen Beobachtungsmaterials zu nennen. Diese Verwertung ist klimatologischer Natur und dient der Erforschung einer benötigten stets zu erweiternden Kenntnis der globalen Struktur und Zirkulation der Atmosphäre. Früh schon wurde eine solche Bearbeitung in Angriff genommen, mittlere Zustände und ihre Abwandlung im Jahresablauf der globalen atmosphärischen Zirkulation zu erfassen; zuerst für die Erdoberfläche und später mit Akkumulierung größerer Datensätze und Errichtung von aerologischen Netzen auch für die freie Atmosphäre. Dies geschah in der Vergangenheit nicht ohne eine strenge Bindung an den täglichen praktischen Dienst, wo eine solche Kenntnis dringend benötigt wurde und in Zukunft weiter benötigt wird.

Diese Arbeit statistisch-klimatologischer Natur wurde daher durch spezielle Klimaabteilungen der praktischen Dienste einerseits und durch wissenschaftliche Forschergruppen an Universitäten andererseits vorangetrieben. Aus dieser Arbeitsrichtung entwickelte sich mit der Zeit jenes globale Bild der atmosphärischen Zirkulation und Struktur des Massenfeldes in der Nord- und Südhalbkugel, welches Gegenstand dieses Heftes sein soll und welches, um fair zu bleiben, noch immer offene Teilaspekte innehat, in seinen wesentlichen Punkten sich aber heutzutage als weitgehend bekannt darstellen läßt.

Die Arbeitsweise in diesem speziellen Sektor der Verarbeitung von meteorologischen Daten geht grundsätzlich von zwei Mittelbildungsprozessen aus, die sich von vornherein sinnvoll anbieten:

a) Einerseits ist dies eine Mittelbildung über die geographische Länge λ (Mittelbildung entlang von Breitenkreisen rund um den Globus), meist als *zonales Mittel* bezeichnet. Diese Mittelbildung liefert, wenn sie für viele Druckniveaus, die übereinander in der Vertikalen angeordnet sind, durchgeführt wird, mittlere meridionale Querschnitte meteorologischer Parameter als Funktion der geographischen Breite φ und der Höhe z bzw. des Luftdrucks p . Diese Mittelbildung bietet sich deshalb an, weil die Atmosphäre, wie früher schon erwähnt, eine

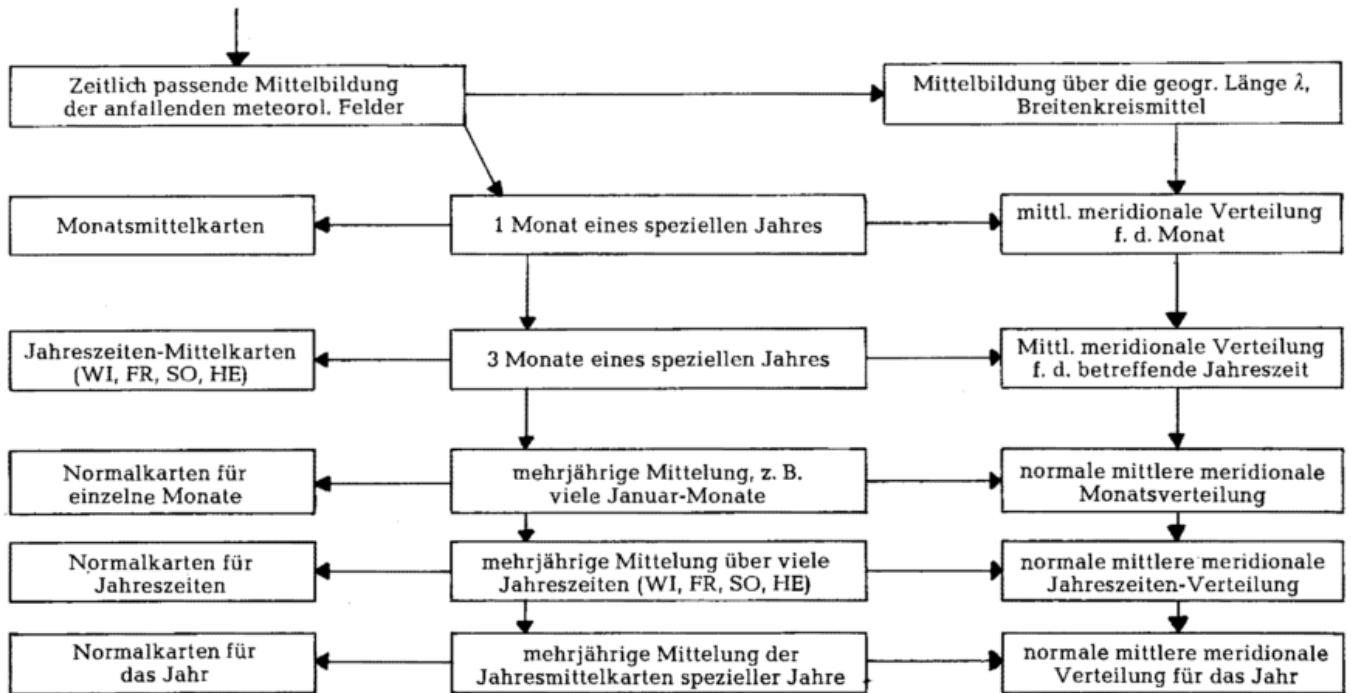
flache Hülle ist ($z \ll a = \text{Erdradius}$) und die generelle Strömungsform der makro-skaligen Bewegungen weitgehend eine horizontale ist und somit die Vertikalbewegung dieser Bewegungsformen von kleiner Größenordnung ist (ausgenommen ist dann der Auftrieb innerhalb von konvektiven Systemen und geländeerzwungenen Vertikalbewegungen). Die Wellen- und Wirbelstörungen stellen sich dann als Abweichungen (*) von solchen Breitenmittelwerten ($-\lambda$) dar.

b) Andererseits ist es wohl ohne nähere Begründung verständlich, daß man eine zeitliche Mittelbildung ($-t$) durchführt und variable Mittelungsintervalle (Monat,

Jahreszeit, Jahr, mehrere Jahre usw.) zugrunde legt. Abweichungen von diesen zeitlichen Mittelwerten (*) sind fortschreitende Bewegungen (*transient motions*).

Tab. 2.2 zeigt, welche Kartendarstellungen aus den täglich anfallenden Horizontalfeldern verschiedener meteorologischer Grund-Parameter oder meteorologischer Größen sich bei einer solchen Bearbeitungsweise ergeben werden. Der Inhalt der Tabelle 2.2 spricht wohl für sich selbst und bedarf keiner näheren Erläuterung mehr.

Später wird nochmals bei der sinnvollen Zerlegung (*resolution*) atmosphärischer Bewegung in Beitrag 3 auf diese Art der Mittelbildungen Bezug genommen.



Tab. 2.2

3 Das atmosphärische Bewegungsfeld

Die formale Zerlegung des globalen Bewegungsfeldes in spezielle Bewegungsanteile

Um jedem Mißverständnis in diesem Beitrag von vornherein aus dem Wege zu gehen, sollte man hier festhalten, daß klein-skalige Bewegungen oder klein-skalige turbulente Wirbelstörungen durch einen ersten Glättungsprozeß als gefiltert angenommen werden, so daß die atmosphärischen Parameter, die nun betrachtet werden, nicht länger Schwankungen enthalten mit Perioden oder Wellenlängen, die dem früher erwähnten mikro-meteorologischen Turbulenzbereich angehören.

Synoptische Evidenz hat deutlich gemacht, daß die Be-

wegungssysteme im makro-meteorologischen Bereich um den Globus herum Schwingungen mit größeren Amplituden aufweisen, derart daß ihre Stromlinien rund um einen Breitenkreis mehrere Male nach Norden bzw. nach Süden mäandrieren. Dieser wellenförmige Charakter zirkumpolarer Stromfelder legt es zwingend nahe, eine zonale harmonische Analyse beim Studium der Globalen Zirkulation vorzunehmen. Diese etwas aufwendige mathematische Methodik wird einfacher durch eine zonale Mittelwertbildung mit entsprechenden Abweichungen von diesem Mittelwert ersetzt, die zusätzlich durch eine zeitliche Mittelbildung mit entsprechenden Abweichungen ergänzt wird.

Ausgehend von diesen beiden Mittelungsprozessen kann das Feld jedes beliebigen meteorologischen Parameters $X(\lambda, \varphi, p, t)$ also auch das horizontale (isobare) Windfeld $\mathbf{v}_h(u, v)$ in folgender Weise zerlegt werden:

- (A) Wendet man eine zonale Mittelung ($\overline{\quad}^\lambda$) mit Abweichungen ($'$) an, so folgt:

$$\mathbf{v}_h = \overline{\mathbf{v}_h}^\lambda(\varphi, p) + (\mathbf{v}_h)'^\lambda(\lambda, \varphi, p) \quad [3.1]$$

wobei der erste Anteil auf der rechten Seite eine zonale Zirkulation u und eine meridionale Zirkulation v definieren, welche in einem mittleren Meridianschnitt als Funktion der geographischen Breite φ und des Drucks p (oder der Höhe z) darstellbar sind (im Englischen: *zonal and meridional circulations*). Das zweite Glied in Gleichung [3.1], rechte Seite repräsentiert den Effekt aller Abweichungen, d. h. den Einfluß aller Wellen- und Wirbelstörungen (im Englischen: *eddies*).

Ein solcher Mittelungsprozeß kann wie gesagt für jeden beliebigen Zeitpunkt vorgenommen werden.

- (B) Ganz analog lassen sich viele Felder dieser Art repräsentativ für unterschiedliche Zeiten auch einer zeitlichen Mittelbildung ($\overline{\quad}^{-t}$) mit entsprechenden Abweichungen ($'$) vom zeitlichen Mittel unterwerfen, nämlich:

$$\mathbf{v}_h = \overline{\mathbf{v}_h}^{-t}(\lambda, \varphi, p) + (\mathbf{v}_h)'^{-t}(\lambda, \varphi, p) \quad [3.2]$$

wobei der erste Term auf der rechten Seite einen über eine variabel lange Zeitperiode gemittelten Bewegungsanteil stehender Art definiert (im Englischen: *standing motion*), während das zweite Glied den Einfluß eines vorüberziehenden fortschreitenden Bewegungsanteiles repräsentiert (im Englischen: *transient motion*).

Kombiniert man nun beide Mittelungsvorgänge, indem man zuerst die zeitliche, in der Folge dann die zonale Mittelung durchführt (mit gleichem Ergebnis auch umgekehrt durchführbar), so ergibt sich:

$$\mathbf{v}_h = \overline{\overline{\mathbf{v}_h}^{-t}}^\lambda(\varphi, p) + \overline{(\mathbf{v}_h)'^{-t}}^\lambda(\lambda, \varphi, p) + \overline{(\mathbf{v}')^{-t}}^\lambda(\varphi, p) + \overline{(\mathbf{v}')'^\lambda}^{-t}(\lambda, \varphi, p) \quad [3.3]$$

Man erkennt daraus, daß das Feld \mathbf{v}_h in 4 einzelne Anteile zerfällt, deren sinnvolle Bezeichnung die folgende ist:

- (1): stehende zonale und meridionale Zirkulationen (*standing zonal and meridional circulations*)
- (2): stehende Wellen- und Wirbelstörungen (*standing eddies*)
- (3): fortschreitende zonale und meridionale Zirkulationen (*transient zonal and meridional circulations*)
- (4): fortschreitende Wellen- und Wirbelstörungen (*transient eddies*).

Analoge Zerlegungen und ganz entsprechende Deutung kann mit den Feldern der geopotentiellen Höhe Φ einzelner Druckflächen oder dem Temperaturfeld T einzelner Druckflächen vorgenommen werden.

Dieser etwas formal zu nennenden Zerlegung muß nun eine meteorologisch-physikalisch sinnvolle Zuordnung, nebst einer passenden Benennung, an die Seite gestellt werden. Dies wird uns zu streng unterscheidbaren Bewegungsanteilen der Globalen Zirkulation führen und eine klar definierte Bezeichnungsweise liefern, die als Leitlinie für die nachfolgende Beschreibung dienen kann:

Die physikalisch sinnvolle Zuordnung der einzelnen Bewegungsanteile

Der Anteil (1) ist relativ einfach einzuordnen. Das langzeitlich gemittelte horizontale Bewegungsfeld $\overline{\mathbf{v}_h}^{-t}$ besitzt

zwei Komponenten $(\overline{u}^{-t}, \overline{v}^{-t})$ in WE-Richtung bzw. SN-Richtung positiv. Wenn man die Felder dieser Einzelkomponenten jetzt zonal mittelt, erhält man meridionale Profile beider Komponenten für jede einzelne Druckfläche, also in Gesamtheit dann mittlere meridionale

Schnitte (φ, p) von \overline{u}^{-t} und \overline{v}^{-t} . Da diese Komponenten bereits über die geographische Länge λ und über lange Zeit gemittelte Größen darstellen, ist kaum zu erwarten, daß Beschleunigungen und Reibung in erster Näherung abgesehen von der planetarischen Grenzschicht unter-

halb von etwa 1500 m wesentliche Beiträge zu \overline{u}^{-t} leisten, so daß diese Komponente das geostrophische Gleichgewicht (siehe Gleichung [1.7a], untere Formel) mit größerer Genauigkeit einhalten wird. Das bedeutet, daß \overline{u}^{-t} eine starke Bindung an das durch eine gleichartige Mittelbildung gewonnene Feld der geopotentiellen Höhe Φ einzelner Druckflächen aufweisen wird, derart daß:

$$\overline{(u)_g}^{-t} \cong - (1/f) \partial \overline{\Phi}^{-t} / a \partial \varphi \quad [3.4]$$

$\partial y = a \partial \varphi,$
 $a = \text{Erdradius}$)

Diese Näherungsgleichung definiert die sogenannte *stehende, lang-zeitlich gemittelte zonale Zirkulation*, die zeitlich konstant ist und in jedem Meridianschnitt rund um die Erde gleichgeartet ist (Symmetrie zur Erdachse). Mit diesem Bewegungsfeld ist entsprechend der Gleichung [3.4] ein Geopotentialfeld $\overline{\Phi}^{-t}(\varphi, p)$ verknüpft,

dessen Neigung in meridionaler Richtung, der stehenden zonalen Zirkulation proportional ist. Man gebraucht für diese ohne Störung behaftete Grundzirkulation den Namen: „*Planetarischer Wirbel*“, mit welchem auch ein entsprechendes zeitlich und zonal gemitteltes Temperaturfeld \overline{T}^{-t} verbunden ist, dessen meridionaler Gradient entsprechend der thermischen Windgleichung [1.8a], un-

tere Formel der vertikalen Änderung von $(u)_g$ proportional ist.

Mittelt man auch die meridionale Komponente v zonal und zeitlich und betrachtet wiederum den geostrophisch balancierten Anteil von ihr, so stellt man fest (siehe Gleichung [1.7a], obere Formel), daß:

$$\overline{(v)_g} = (1/f) \left\{ \overline{\partial(\Phi)} / a \cos \varphi \partial \lambda \right\} \equiv 0 \quad [3.5]$$

$$(\partial x = a \cos \varphi \partial \lambda)$$

weil eine Mittelung über λ nach einem Breitenkreisumlauf zum gleichen Wert $\overline{\Phi}$ zurückführt und somit die Ableitung in der geschweiften Klammer verschwindet. Das besagt dann, daß in der stehenden langzeitlich gemittelten Meridionalbewegung $v = (v_g) + (v_a)$ der geostrophisch balancierte erste Anteil verschwindet und nur ageostrophische Windanteile, gemittelt um die Breitenkreise, eine Rolle spielen.

Aus Kontinuitätsgründen (siehe die Gleichung [1.10]) gilt dann bei langzeitlicher und zonaler Mittelung:

$$\overline{\partial(v_a)} / a \partial \varphi + \overline{\partial(\omega)} / \partial p = 0 \quad [3.6]$$

und daraus wird deutlich, daß (v_a) aus Kontinuitätsgründen von einer langzeitlich und zonal gemittelten vertikalen Geschwindigkeitskomponente (ω) begleitet

sein muß, welche zusammen die „langzeitlich und zonal gemittelte Meridionalzirkulation“ definieren, kurz als *mittlere Meridionalzirkulation* bezeichnet (im Englischen: *mean meridional circulation*).

Damit ist die Bedeutung des ersten Bewegungsanteils in Gleichung [3.3] offenbar. Der Planetarische Wirbel, sowie die mittlere Meridionalzirkulation werden später eingehend besprochen werden.

Der Anteil (2) in Gleichung [3.3] betrifft wiederum zeitliche Mittelwerte (v_h) (u, v) des horizontalen Geschwindigkeitsfeldes, jedoch stehen jetzt die Abweichungen (*) vom zonalen Mittel ($-\lambda$) zur Diskussion. Es handelt sich somit um Feldverteilungen (λ, φ, p) in jedem Druck-Niveau, die zeitlich gemittelt und daher für das Mittelungsintervall (Monat, Jahreszeit, Jahr, Jahresfolgen usw.) unveränderlich sind. Dieser Anteil stellt stehende, zeitlich unveränderliche Anomalien dar, die sich dem zur Erdachse symmetrischen Planetarischen Wirbel überlagern. Man bezeichnet diese Abweichungen als *stehende lange Wellen* (im Englischen: *standing long waves*).

Auf die Anteile (3) und (4), welche nun beide Abweichungen (*) vom zeitlichen Mittel betreffen, und die spezielle Bedeutung dieser Anteile der Gesamtbewegung wird später gesondert eingegangen werden (*Fortschreitende Störungen* aller Art, im Englischen: *transient circulations and transient eddies*).

4 Die quantitative Festlegung der Globalen Zirkulation

Geschichtlicher Ablauf

Geschichtlich betrachtet war die quantitative Bestimmung der Grundzüge des Planetarischen Wirbels und der ihm überlagerten stehenden Störungen, also des *zeitlich gemittelten Anteils* der Globalen Zirkulation eine Angelegenheit, die Jahrzehnte und mehr in Anspruch nahm und bis in die Mitte des letzten Jahrhunderts zurückreicht. Streng trennen muß man alle jene Resultate, die allein den Erdboden und die Felder meteorologischer Größen an der Oberfläche der Erde betreffen. Zuerst war verständlicherweise nur Bodenbeobachtungsmaterial für diesen Zweck verfügbar, welches sich allmählich über Jahrzehnte hinweg erst akkumulieren mußte, bis es den Meteorologen und Klimatologen möglich wurde, solche weltweiten Felder zu erstellen und ihre Grundzüge klarzulegen.

Vielmals später begann die Verarbeitung des aerologischen Materials, um in ähnlicher Weise Kartendarstellungen für die freie Atmosphäre für den zeitlich gemittelten Anteil der globalen Zirkulation zu entwerfen

(Darstellung von Feldern verschiedener meteorologischer Elemente auf ausgewählten Hauptisobarenflächen). Voraussetzung dafür war eine hinreichende Akkumulierung solcher Karten für Einzeltage durch mehrere Jahre hindurch, um eine halbwegs gesicherte zeitliche Mittelung überhaupt möglich zu machen. Geschichtlich in die Zeit nach dem 2. Weltkrieg fallend war auch hier der Fortschritt nur bruchstückweise und begann in den 50er Jahren mit sektoriellen Karten. Erst allmählich war es möglich, Karten von hemisphärischer Erstreckung zu erstellen und vorerst für Monate oder Jahreszeiten einzelner weniger Jahresfolgen zu mitteln. Auch was die vertikale Ausweitung solchen aerologischen Kartenmaterials betrifft, war der Fortschritt notgedrungen ein nur schrittweiser. Er begann mit troposphärischen Karten und erst mit Steigerung der Reichweite der Radiosondenaufstiege wurden Karten hochtroposphärischer Druck-Niveaus verfügbar und schließlich auch Karten für stratosphärische Druckflächen in täglicher Routine. Bei dem gesamten Entwicklungsprozeß spielten die Ver-

gleichbarkeit unterschiedlicher Radiosonden-Meßfühler und -Systeme, die Reichweite der Ballone und ihre Güte, sowie die technische Entwicklung bei der Instrumentik speziell bei der Windmessung (RADAR) eine bedeutende Rolle.

Wenn es heutzutage fast eine Selbstverständlichkeit geworden ist, ganze Sätze solcher hemisphärischer Karten in täglicher Routine verfügbar zu haben, so ist dies nicht nur ein Ergebnis der Schaffenskraft der Meteorologen, sondern gewiß auch ein Resultat der zunehmenden Verfügbarmachung von EDV-Anlagen in den Diensten größerer Länder, welche auch bei der statistischen Verarbeitung täglichen Kartenmaterials bis zum Erstellen von Mittelkarten hin in zunehmendem Maß Verwendung fanden.

Der gesamte Entwicklungsprozeß war auch sehr beeinflußt durch das ebenfalls in zeitlicher Abfolge sich verändernde aerologische Stationsnetz, dessen inhomogener Aufbau (dichtes Netz über Kontinenten, dünnes Netz oder große Lücken über den Meeren, stärkere Stationsdichte über den gemäßigten und polwärts gelegenen Breitenzonen versus mäßige oder lückenhafte Dichte über subtropischen und tropischen Zonen) äußerst hinderlich bei Konstruktion solcher Karten mitspielte.

Auch war der Fortschritt auf der Nordhalbkugel aus mehreren Gründen ein wesentlich schnellerer als auf der Südhalbkugel, wo eine Forcierung des Stationsnetzes durch die WMO erst in neuerer Zeit die Herstellung brauchbarer, vertrauenswürdiger Darstellungen des zeitlich gemittelten Zustandes der Zirkulation und des Massenfeldes erlaubte.

Trotz all dieser Schwierigkeiten ist nun doch mit Befriedigung feststellbar, daß durch kooperative Arbeit und Planung (WMO, ICSU) im GARP-Programm und in der WWW (World Weather Watch) als auch durch große Anstrengungen größerer Arbeitsteams in einzelnen größeren Diensten (z. B. US Dep. of Commerce, Environmental Data Service and Naval Weather Service, oder Inst. f. Met., Berlin) für Nord- und Südhalbkugel moderne Überarbeitungen hemisphärischer Kartenmaterials in neuerer Zeit fertiggestellt werden konnten, die in übersichtlicher geordneter Form atmosphärische Mittelkarten für alle Monate des Jahres und auch Jahresmittelkarten zusammen mit Gitterpunktwerten der geopotentiellen Höhe der Druckflächen, der Temperatur, des Taupunktes und des Windes anbieten.

Der Planetarische Wirbel

Das Geopotentialfeld und das Feld des spezifischen Volumens im Winter

Abb. 4.1 präsentiert in einem Diagramm {Breite — geopotentielle Höhe} die Neigungen einer großen Auswahl von Hauptdruckflächen (mb) und von isosteren Flächen konstanten spezifischen Volumens α vom Erdboden aufwärts bis ca. 32 km Höhe (links: Troposphäre/untere Stratosphäre: 0 bis 17 km; rechts: Stratosphäre: 17 bis 32 km). Die Darstellung betrifft nur lang-zeitlich und zonal gemittelte Größen, also jene, die den Zirkumpolaren Planetarischen Wirbel im Januar betreffen, der

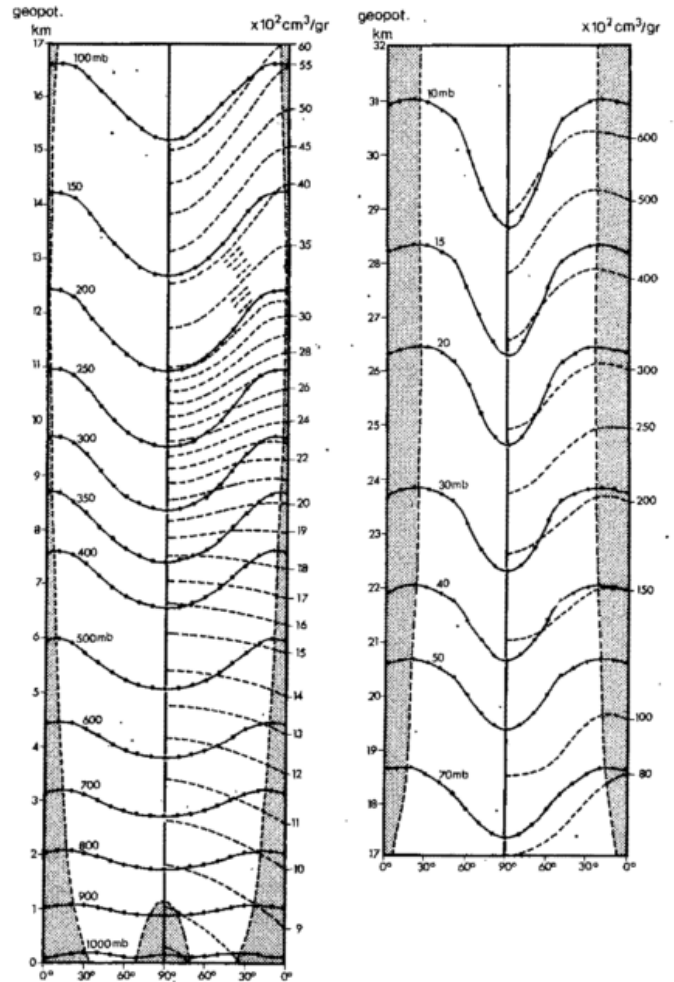


Abb. 4.1

Das Massenfeld des lang-zeitlich und zonal gemittelten Planetarischen Wirbels der Atmosphäre der Nordhalbkugel im Winter dargestellt in einem (Breiten/Höhen)-Diagramm.
 volle Linien mit Punkten: Neigungen der einzelnen Druckflächen (isobare Flächen)
 gestrichelte Linien: Neigungen der Flächen konstanten spez. Volumens (isostere Flächen)
 vertikale gestrichelte Linien: Trennung zwischen Westwindbereich (weiß) und Ostwindbereich (schattiert)

durch diese Darstellung bildlich und axial-symmetrisch zur Achse der Erde (siehe Vertikale in der Mitte der Bilder (90°)) erfaßt wird. Da der Wirbel symmetrisch aufgebaut ist, entsprechen sich spiegelbildlich die rechte und linke Seite, und die äußeren Vertikalen sind jeweils der Äquator (0°). Auf den rechten Bildseiten ist zusätzlich noch das Feld des spezifischen Volumens α ($10^2 \text{ cm}^3/\text{gr}$) durch gestrichelte Linien aufgenommen.

Troposphäre, Winter: Die rohe Inspektion dieser Abb. macht sofort deutlich, daß dieser Wirbel im Winter am Pol stets tiefen Druck aufweist, und zwar durch die ganze Homosphäre hindurch. Dem steht über recht niedrigen Breiten (siehe gestrichelte vertikale Trennungslinien zwischen dem ungeschattierten und geschattierten Bereich) der höchste Druck gegenüber. Daher neigen sich die Flächen konstanten Drucks (isobare Flächen) im weißen

Bereich polwärts, was entsprechend der Gleichung [1.7a], (untere Formel) einen zonal ausgerichteten geostrophischen Wind u_g von West nach Ost entlang den Breitenkreisen zur Folge hat (*lang-zeitlich und zonal gemittelte Westwinddrift, (Westerlies)*).

Dagegen ist die Neigung der isobaren Flächen im schattiert dargestellten tropischen Randbereich äquatorwärts gerichtet und ist sichtlich kleiner. Dies entspricht dann nach Gleichung [1.7a] (untere Formel) zonalen Ostwinden ($-u_g$), aber dort wird die direkte Anwendung dieser geostrophischen Gleichgewichtsbedingung mit Annäherung an den Äquator immer fragwürdiger und führt am Äquator selbst wegen $\varphi = 0^\circ$, $2\Omega \sin\varphi = f = 0$ in Formel [1.7a] zu unendlich großer Windstärke. Wie die statistische Bearbeitung des Windmaterials in diesem Bereich (siehe später) gezeigt hat, ist die Existenz einer *zonalen lang-zeitlich gemittelten Ostwinddrift (Easterlies)* über der niedrigen Breitenzone durchaus Realität, aber die Windstärke bleibt in normalen Grenzen, was zeigt, daß hier die geostrophische Kontrolle (Balance zwischen CORIOLIS- und Druckgradientkraft) mit Näherung zum Äquator hin schwächer und schwächer wird und andere Kräfte mitspielen müssen, um den Ostwind zu erklären.

Die rohe Inspektion liefert also im Planetarischen Wirbel die Trennung einer Westwinddrift über allen Breiten nördlich von roh gesprochen 30° oder 10°N und einer Ostwinddrift über den tropischen Breiten südlich dieser ungefähren Grenze. Die einzige Abweichung von dieser klaren Zweifach-Trennung betrifft den alleruntersten Atmosphärenteil über der engeren Nordpolarkalotte bis ca. 1 km (900 mb) aufwärts, wo sich im langjährigen und zonalen Mittel polare Ostwinde ergeben.

Konzentriert man sich nunmehr auf die Westwinddrift für sich allein (weißer Bereich) und richtet sein spezielles Augenmerk auf die vertikale Veränderlichkeit in ihr, so ist *innerhalb der Troposphäre* (linker Bildteil) ein stetiges Anwachsen der Stärke der polwärts gerichteten Neigung der einzelnen Druckflächen zu erkennen, wobei die stärkste Neigung sich über den subtropischen Breiten nahe 30°N und im Höhenintervall zwischen 11 bis 14 geopotentiellen km einstellt (siehe die 250, 200 und 150 mb-Fläche). Dies zeigt dann, daß der zonale Westwind überall innerhalb des Westwinddrift-Bereichs mit wachsender Höhe an Intensität zunimmt und etwas oberhalb der 200 mb-Druckfläche und über etwa 30°N im Winter ein Maximum erreicht. Auch wird deutlich, daß vom Inneren dieser Kernzone stärksten Windes die Windstärke besonders rasch nach Süden hin abnimmt und in Ostwinde übergeht, während sie nach Norden weniger rasch abnimmt und erst von 55°N an bis zum Nordpol hin relativ schwach ist. Dies zeigt dann zwei wichtige Fakten:

- (1) die troposphärische Westwinddrift der langzeitlich und zonal gemittelten Winterzirkulation besitzt eine maximale Kernzone in der oberen Troposphäre über den subtropischen Breiten und
- (2) sie zeigt einen Jet- oder Strahlstromcharakter mit starken seitlichen und vertikalen Windscherungen.

Stratosphäre, Winter: Eine stärkere Abwandlung der troposphärischen Eigenheiten zeigt sich bei der Betrachtung

der Winter-Verhältnisse *in der unteren Stratosphäre*. Im Westwindbereich vollzieht sich nach einer vorübergehenden Abschwächung der Neigung der Druckflächen von 150 oder 100 mb eine deutliche Nordwärtsverlagerung des Gesamtwirbels und eine Konzentrierung desselben auf die Breitenzone zwischen etwa 50°N und dem Nordpol. Dort verstärkt sich die Neigung der Druckflächen mit wachsender Höhe mehr und mehr (neuerliche Intensivierung des Wirbels), wobei die stärkste Neigung etwa auf der Breitenzone zwischen 60° und 70°N entfällt.

Dies macht dann deutlich, daß in der unteren Stratosphäre *im Winter* nach einer vorübergehenden Abschwächung des Planetarischen Wirbels im Höhenintervall zwischen etwa 16 und 22 km, der entsprechend dem polwärts gerichteten Gefälle der geopotentiellen Höhe der Druckflächen sich geostrophisch balanciert einstellende Zonalwind aus West erneut mit der Höhe zunimmt und daher der zyklonisch die Erde umkreisende Wirbel bis zur 10 mb-Fläche aufwärts an Intensität gewinnt (*Winterliche stratosphärische Westwindzirkulation, lang-zeitlich und zonal gemittelt*). Es darf hier gleich eingefügt werden, daß die Intensivierung dieser stratosphärischen W-Zirkulation in der oberen Strato- und Mesosphäre oberhalb des hier gezeigten Bildausschnittes andauert und ihre stärkste Ausbildung erst im Höhenbereich zwischen 50 und 70 km Höhe erreicht.

Was den *tropischen Ostwindbereich im Winter* angeht, so ist er in der unteren Troposphäre relativ breit (0 bis 30°N , zonale Komponente der Passatströmung) und verliert mit wachsender Höhe an seitlicher Ausdehnung, so daß in 12 bis 13 km Höhe nur ein recht schmaler Ostwindgürtel (zwischen etwa 0 bis 5°N) die Erde umgibt. Weiter aufwärts gewinnt der Ostwindbereich wieder zunehmend an seitlicher Erstreckung (0° bis etwa 30°N), die er oberhalb von ca. 22 km Höhe aufwärts bis 32 km Höhe fast konstant einhält.

Die Abb. 4.2 präsentiert die Struktur des mit dem Planetarischen Sommer-Wirbel verknüpften Massenfeldes. Da die Abb. 4.2 gültig für Juli der Abb. 4.1 gültig für Januar völlig analog aufgebaut ist, kann man die Diskussion knapper halten und im wesentlichen den Unterschied Winter versus Sommer herausstellen.

Das Geopotentialfeld und das Feld des spezifischen Volumens im Sommer

Troposphäre, Sommer: Wie man der Darstellung (Abb. 4.2) leicht entnimmt, zerfällt auch das sommerliche troposphärische Massenfeld in einen Bereich mit Polwärtsneigung der verschiedenen Druckflächen (und daher mit westlichen Zonalwinden, die zyklonal die Erde umwehen) und einen subtropisch-tropischen Bereich mit einer Äquatorwärtsneigung (also mit östlichen Zonalwinden). Dieser letztere Bereich ist jedoch von viel größerer seitlicher Erstreckung (etwa von 35°N bis zum Äquator, nahezu konstant durch das Intervall von 0 bis 17 km Höhe hindurch).

In der sommerlichen Westwinddrift (siehe weißer Bereich) intensiviert sich der Wirbel wieder wie im Winter

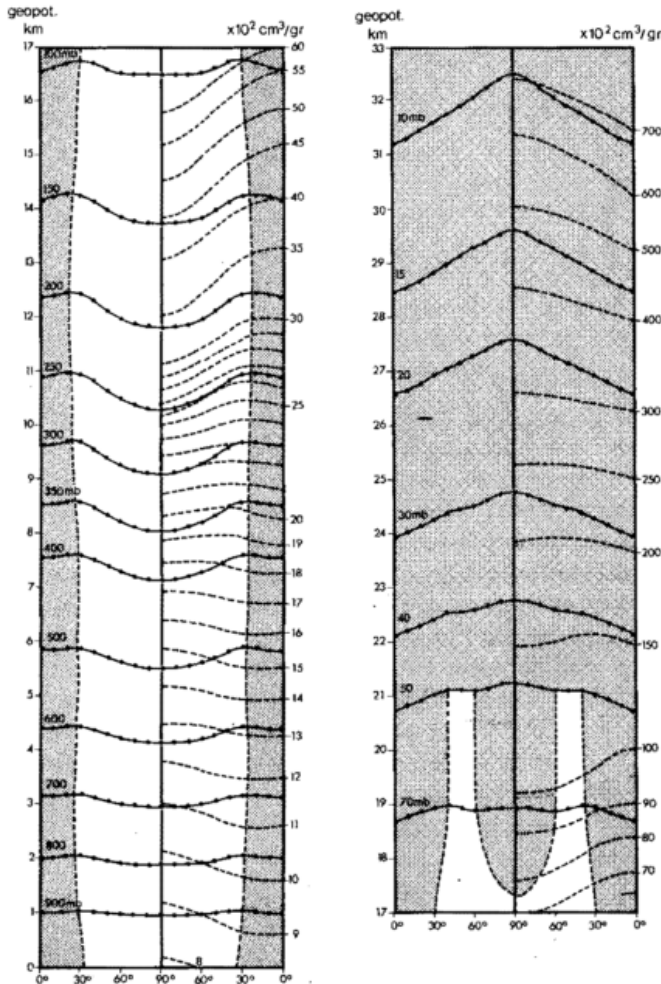


Abb. 4.2
 Das Massenfeld des lang-zeitlich und zonal gemittelten Planetarischen Wirbels der Atmosphäre der Nordhalbkugel im Sommer dargestellt in einem (Breiten/Höhen)-Diagramm.
 volle Linien mit Punkten: Neigungen der einzelnen Druckflächen (isobare Flächen)
 gestrichelte Linien: Neigungen der Flächen konstanten spez. Volumens (isostere Flächen)
 vertikale gestrichelte Linien: Trennung zwischen Westwindbereich (weiß) und Ostwindbereich (schattiert)

in vertikaler Richtung und erreicht in Höhen zwischen 11 und 12 km (250 bis 200 mb-Flächen) seine maximale Sommerstärke. Jedoch ist diese Intensivierung verglichen mit jener im Winter wesentlich geringer, und die Maximalneigungen der 250 bis 200 mb-Flächen betragen nur etwa die Hälfte der winterlichen Neigungen. Der Planetarische Wirbel ist also im Sommer wesentlich geschwächt.

Von der 200 mb-Fläche an aufwärts reduziert sich bis zur 100 mb-Fläche (ca. 17 km) der Wirbel erheblich, und bei weiterer Erhebung bis zur 50 mb-Fläche (ca. 20 km) vollzieht sich ein Zerfall der troposphärischen Westwinddrift derart, daß nicht nur die tropischen Ostwinde weiter nach Norden ausgreifen, sondern sich auch im polaren Bereich in zunehmendem Maß östliche Winde einstellen und nur in einem zonalen Ringgebiet noch westliche Winde schwacher Stärke (oder eine schwache Polwärts-Neigung der Druckflächen) feststellbar sind.

Stratosphäre, Sommer oberhalb von 50 mb (ca. 21 km):
 Von der 50 mb-Druckfläche an aufwärts beobachtet man in der gesamten unteren Stratosphäre (von 21 bis 33 km Höhe), ausschließlich eine äquatorwärts gerichtete Neigung aller Druckflächen bis zur 10 mb-Fläche aufwärts, d. h. die gesamte untere Stratosphäre wird im Sommer von stratosphärischen zonalen Ostwinden beherrscht, oder was das gleiche besagt, es hat sich eine völlige Umkehr des im Winter gegenwärtigen zyklonalen Planetarischen Westwindwirbels vollzogen, und ein antizyklonisch die Erde zonal umwehender Ostwindwirbel mit hohem Luftdruck am N-Pol und tiefem Druck am Äquator wird zur dominierenden stratosphärischen sommerlichen Strömungsform.

Das Einzelstudium der Verhältnisse in den Übergangsmonaten (hier bildlich nicht präsentiert), zeigt, daß der Übergang im Frühjahr etwa im März/April erfolgt und der entsprechende Umschlag im Herbst auf Ende August/Anfang September entfällt, wobei dies nur langzeitliches mittleres Verhalten betrifft und von Jahr zu Jahr erheblich variable Umschlagszeiten, speziell im Frühjahr, auftreten können.

Der Abfall der geopotentiellen Höhe angefangen vom Hochdruckzentrum am Pol gegen den Äquator hin erfolgt in den Druckflächen 30, 20, 15 und 10 mb nahezu linear. Wegen der Veränderlichkeit des CORIOLIS-Parameters mit der Breite stellt sich im Sommer in der unteren Stratosphäre der stärkste Ostwind (siehe die später präsentierte Abb. 4.6) zwischen etwa 10 und 25°N ein.

Nachdem nunmehr die winterlichen und sommerlichen Charakteristiken des Druck-(Geopotential-)Feldes im Planetarischen Wirbel dargelegt sind, empfiehlt es sich, eine gleiche Präsentation des langzeitlich und zonal gemittelten Temperaturfeldes aufzunehmen. Beide Felder sind durch das hydrostatische Gleichgewicht (siehe Gleichung [1.7], $\partial\Phi/\partial z = -\alpha$, $\Phi = gz$ streng miteinander verbunden, denn der Unterschied im Geopotential $\Delta\Phi$ (ausgedrückt in geopot. Metern) zwischen zwei beliebigen Flächen konstanten Drucks p_1 und p_2 ergibt sich aus einer Integration der Gleichung [1.7]:

$$\Delta\Phi = \frac{R_d}{9.8} T_{vm} \ln \frac{p_1}{p_2} \quad [4.1]$$

worin wieder R_d die Gaskonstante der trockenen Luft, T_{vm} die mittlere virtuelle Temperatur (ausgedrückt in °K) der Schicht zwischen den isobaren Flächen p_1 und p_2 bezeichnen. Die Formel [4.1] ist die Grundlage für jede Höhenrechnung bei jedem einzelnen Radiosondenaufstieg, um aus den gemessenen Verteilungen $T(p)$ entsprechende vertikale Verteilungen $T(z)$ zu gewinnen.

Das Temperaturfeld im Winter (Januar)

Abb. 4.3 präsentiert nun die winterliche meridionale Temperaturverteilung (T), welche mit dem langzeitlich und zonal gemittelten Planetarischen Wirbel verbunden ist. Die strenge Bindung zur Abb. 4.1 geht wie gesagt über die Formel [4.1]. Die Abb. enthält Isothermen im Abstand von 5° C (volle Linien) und manchmal im Ab-

stand von $2,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ (gestrichelte Linien) und manchmal sogar von $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ (dünne volle Linien). Aufgenommen ist auch die Tropopause (sehr dicke Linien) unterschiedlicher Art und zwei frontale Übergänge (Polarfront und Subtropenfront, schattiert).

Generell gilt bei Betrachtung des Temperaturfeldes das Folgende: Sind die Isothermen quasi-horizantal ausgerichtet, dann ist die Atmosphäre vertikal stark strukturiert (stärkerer vertikaler Temperaturgradient, meist Abnahme der Temperatur mit der Höhe). Verlaufen die Isothermen mehr vertikal, so ist die Schichtung der Atmosphäre gering (quasi-Isothermie).

Troposphäre, Winter: Im troposphärischen Bereich nimmt die Temperatur überall relativ regelmäßig mit der Höhe ab, mit der Ausnahme eines tiefliegenden polaren Unterbereichs, wo eine kräftig ausgebildete Inversion (strichpunktiert) sehr kalte Temperaturen unterhalb von ihr von der regelmäßigen Abnahme der Temperatur oberhalb von ihr trennt. Diese kalte, während der Polarnachtzeit sich immer wieder als eine Folge von Strahlungseinflüssen und anderen Wärmeübergängen über der polaren Kalotte der Erde sich ausbildende bodennahe Schicht kann man als Quellgebiet für die extremste Kaltluftart die sogenannte *Arktikluft* ansehen.

Der gesamte troposphärische Bereich zerfällt aber auch in anderer Hinsicht in drei nach bestimmten Merkmalen gut unterscheidbare Teilbereiche. Solche Merkmale sind der vertikale troposphärische Temperaturgradient, die Tropopausenform (Höhenlage und Temperatur) und die Struktur der Atmosphäre oberhalb der Tropopause in der unteren Stratosphäre. Daher zeichnet sich jeder Teilbereich durch eine ganz spezielle vertikale Temperaturverteilung in der gesamten Atmosphäre aus, die ihm unverwechselbar eigen ist und ihn von den beiden anderen Teilbereichen klar abgrenzbar macht. Die folgende Unterscheidung bietet sich an:

- (1) der *polare Bereich* (im Winter von ca. 52°N bis zum N-Pol). Wie man der Abb. 4.3 leicht entnimmt ist die vertikale Temperaturschichtung in diesem Bereich am stabilsten (etwa $-0,55^{\circ}\text{C}/400\text{ m}$ zwischen 600 und 400 mb). Der meridionale Temperaturgradient in diesem Bereich beträgt ca. $0,21\text{ }^{\circ}\text{C}/100\text{ km}$. Die troposphärischen Temperaturen sind die kältesten in allen Höhen, daher ist der gesamte Wärmeinhalt dieses Bereichs in der Troposphäre klein, wobei noch die extrem kalte Unterschicht unterhalb von ca. 850 mb, auch wieder als charakteristisches Merkmal, mildernd mitwirkt. Die sogenannte polare Tropopause mit einer Mittellage im Winter nahe 320 mb (8,7 km Höhe) und einer Tropopausentemperatur von $-56\text{ }^{\circ}\text{C} \pm 5\text{ }^{\circ}\text{C}$ (Standardabweichung) begrenzt die Troposphäre dieses Bereichs als Obergrenze gegen eine untere polare Stratosphäre mit anfangs wenig vertikaler Temperaturvariation.

Diese Kennungen sind das langzeitliche und zonale Mittelungsergebnis über die an Einzeltagen im Mittel in diesem Bereich vorhandene *Polarluftmasse*, obwohl sie sich an Einzeltagen beträchtlich bei Kälte-

ausbrüchen nach Süden hin aus diesem Bereich herausbewegen kann, besonders in tieferen Niveaus.

- (2) der *tropische Bereich* (im Winter von ca. 31°N bis zum Äquator). In ihm ist die vertikale Temperaturverteilung mit den in allen Höhen wärmsten Temperaturen ausgestattet, und der vertikale Temperaturgradient ist wesentlich weniger stabil als im polaren Bereich (etwa $-0,7$ bis $-0,8\text{ }^{\circ}\text{C}/100\text{ m}$). Der meridionale Temperaturgradient bleibt zwischen Äquator und etwa 10°N gering und nimmt erst nordwärts bis ca. 31°N stärker zu (etwa $0,39\text{ }^{\circ}\text{C}/100\text{ km}$). Die wohl dominanteste Kennung betrifft aber in diesem Bereich die obere Troposphäre und die nun extrem hoch liegende und extrem kalte Tropopause sowie die daran sich anschließende Temperaturzunahme in der unteren Stratosphäre. Nahe der 160 mb-Fläche ändert sich der vertikale Temperaturgradient ziemlich abrupt (von fast trockenadiabatischem Gefälle hin zu wesentlich stabileren Verhältnissen von ca. $-0,35$ bis $-0,45\text{ }^{\circ}\text{C}/100\text{ m}$). Diese Änderung wird oft als „*sekundäre tropische Tropopause*“ angesprochen (siehe Abb. 4.3), die sich gegen den Äquator hin etwas verliert. Die primäre tropische Tropopause mit sehr kalten Temperaturen (-85° bis $-75\text{ }^{\circ}\text{C}$, im Mittel $-81\text{ }^{\circ}\text{C} \pm 4,7^{\circ}$ (Standardabweichung)) begrenzt die tropische Troposphäre in ca. 92 mb (oder 16,8 km Höhe). Darüber nimmt die Temperatur mit der Höhe rasch zu (etwa $0,35\text{ }^{\circ}\text{C}/100\text{ m}$).

Wieder können diese Kennmittel als das langzeitliche und zonale Mittelungsergebnis über die in diesem Bereich vorhandene *Tropikluftmasse* gewertet werden. Ein typisches Phänomen in diesem Bereich, nämlich die bekannte Passatinversion in unteren Schichten, mittelt sich als Erscheinung bei langzeitlicher und zonaler Mittelung völlig aus einer solchen Darstellung heraus.

Diese durch spezielle Merkmale im Temperaturfeld gut unterscheidbaren Teilbereiche gehen nun über den Bereich der mittleren Breiten hinweg ineinander über. Das über den mittleren Breiten ständig stattfindende Ineinandergreifen von kalten und warmen Luftmassen führt zur Erzeugung einer Mischluftmasse, die sich etwa nicht nur als ein Mittelbildungsergebnis manifestiert, sondern die auch bei der Kartenanalyse des Temperaturfeldes an Einzeltagen in unterschiedlichen Druckflächen gut separierbar von den beiden oben erwähnten extremen polaren und tropischen Luftkörpern festlegbar ist.

Damit ist im Prinzip bereits die wichtige Aussage gemacht, daß es zwei frontale Übergangszonen geben muß, nämlich die *Subtropenfront* als Übergangsfrenzalzone von der tropischen zur Luftmasse der mittleren Breiten und weiter die *Polarfront*, welche den Übergang von der Luftmasse der mittleren Breiten zur reinen Polarluft bildet (siehe die beiden schattierten Bereiche in Abb. 4.3). Die erstere wurde erst in den fünfziger Jahren erkannt und im Zusammenhang mit dem *Subtropen-Strahlstrom*, mit dem sie aus dynamischen Gründen eng gekoppelt ist, disku-

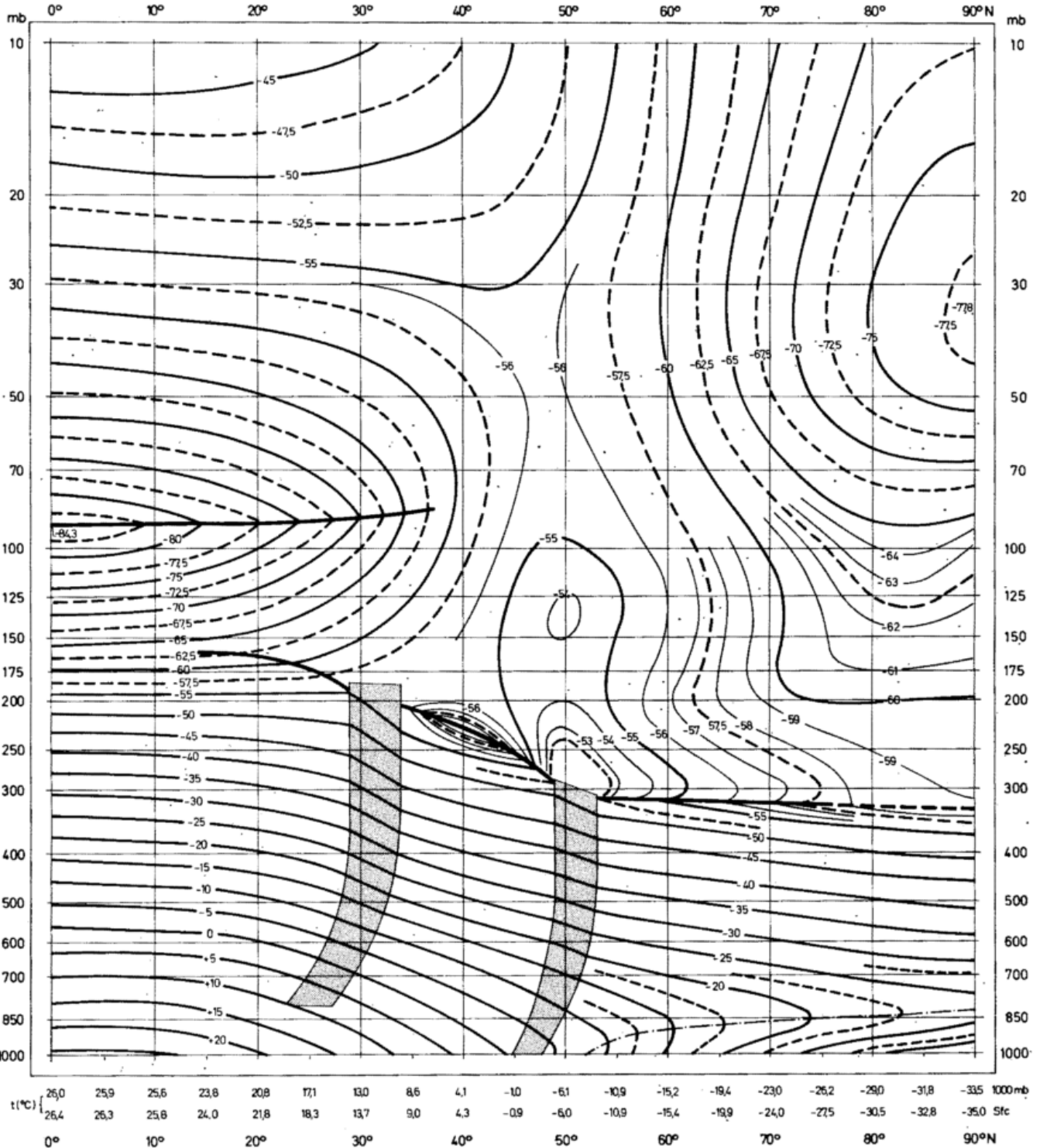


Abb. 4.3
 Das langzeitlich und zonal gemittelte Temperaturfeld der Atmosphäre der Nordhalbkugel im Winter in einem mittleren Meridionalschnitt (φ, p). Volle, gestrichelte und dünne Linien: Isothermen, dicke volle Linien: Tropopausen, schattierte Bereiche: Frontalzonen

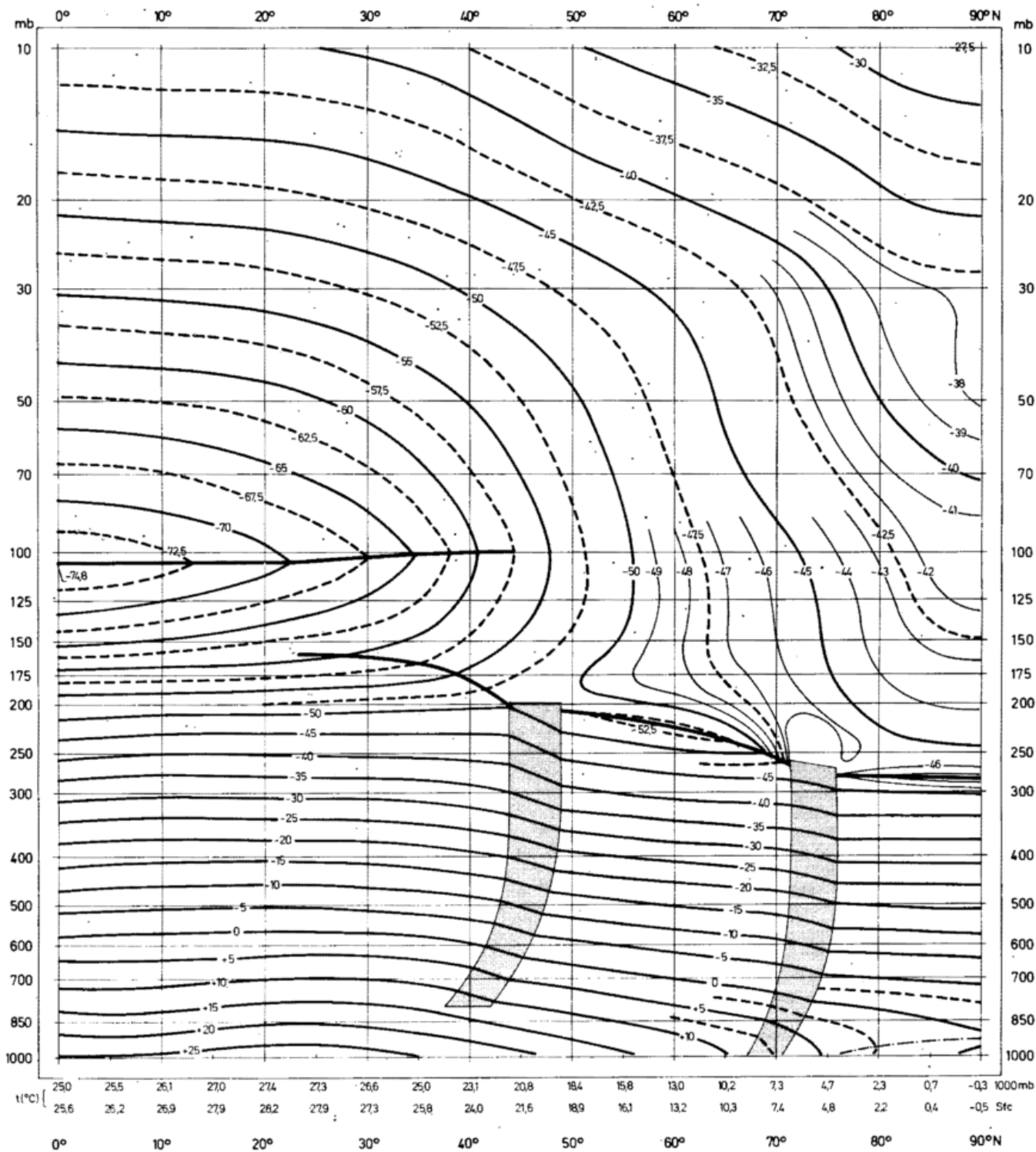


Abb. 4.4

Das langzeitlich und zonal gemittelte Temperaturfeld der Atmosphäre der Nordhalbkugel im Sommer in einem mittleren Meridionalschnitt (φ , p). Volle, gestrichelte und dünne Linien: Isothermen, dicke volle Linien: Tropopausen, schattierte Bereiche: Frontalzonen

tiert. Die Existenz der Polarfront ist schon lange ein zentrales Gedankengut, welches die synoptische Meteorologie in den Jahrzehnten 1910—1930 als grundsätzliches frontales Phänomen erkannte (Norwegische Meteorologen-Schule). Entlang dieser Front spielt sich das wechselvolle Ineinandergreifen von kalten und wärmeren Luftmassen ab, welches mit den Schlagworten wandernde Zyklonen und Antizyklonen, Tiefdruck- und Hochdruckgebiete der gemäßigten Breiten, Zyklonenfamilien, charakterisierbar ist. Der *polare Strahlstrom* ist wieder aus dynamischen Zwangsgründen eng mit der im Raum geneigten Polarfront verknüpft.

- (3) Dieser vorstehend angesprochene dritte Teilbereich ist im Winter schmal und findet sich etwa zwischen 33° und 49°N . Der vertikale Temperaturgradient beträgt ca. $-0.67^\circ\text{C}/100\text{ m}$, liegt also zwischen den entsprechenden Werten in den anderen beiden Bereichen. Der meridionale Gradient ist jetzt jedoch erheblich größer (etwa $0.56^\circ\text{C}/100\text{ km}$). Die Mischluft, die diesen Bereich okkupiert, wird „*Luft der gemäßigten oder mittleren Breiten*“ genannt. Nach der unteren Stratosphäre hin wird die Troposphäre durch die Tropopause in 210 bis 290 mb begrenzt. (Mittelwert im Winter: 230 mb oder 11 km Höhe). Die Tropopausentemperatur beträgt ca. $-58^\circ\text{C} \pm 5.1^\circ\text{C}$ (Standardabweichung). Sie ist also wieder in ihrer Kennung markant von den anderen Tropopausen unterscheidbar.

In der unteren Stratosphäre bleibt die Temperatur im wesentlichen mit der Höhe konstant (Quasi-Isothermie).

Stratosphäre, Winter: Nachdem die troposphärischen Merkmale besprochen sind, sollen jetzt die Eigenheiten der winterlichen stratosphärischen Temperaturverteilung herausgestellt werden. Im tropischen Bereich (0 bis ca. 35°N) ist die Atmosphäre stark geschichtet (quasi-horizontaler Verlauf der Isothermen), und die Temperatur nimmt von der kalten tropischen Tropopause an aufwärts bis zur 10 mb-Fläche stetig zu. Über den mittleren Breiten ist fast Isothermie feststellbar mit einem Bereich relativ warmer Temperaturen oberhalb der Polarfront (-51° bis ca. -54°C). Im polaren Sektor jedoch nimmt die Temperatur von der polaren tiefgelagerten Tropopause angefangen mit der Höhe erst langsam, dann jedoch erheblich ab. Auch in horizontaler Richtung erniedrigt sich die Temperatur gegen den N-Pol hin in allen Niveaus deutlich. Dieser kalte stratosphärische Bereich nördlich von 60°N mit Schwerpunkt bei ca. 30 bis 50 mb (ca. 21 bis 24 km) wird durch das Fehlen der Einstrahlung von der Sonne her (Polare Nacht) verursacht und ist maßgeblich für die Erzeugung starker Westwinde in diesen Breiten und Höhen (Winterlicher stratosphärischer Westwindwirbel, siehe oben).

Die Diskussion des winterlichen mittleren Temperaturfeldes wurde deshalb so eingehend vorgenommen, weil sie fundamental wichtig für viele Eigenheiten der Synoptik in Tropo- und Stratosphäre im täglichen Ablauf ist.

Drei troposphärische Luftmassen (polar, gemäßigt, tropisch), *zwei troposphärische Frontalzonen* (Subtropen- und Polar-Front) und schließlich die *winterliche 3fache Struktur der Stratosphäre* (Kältegebiet über den nördlichen Breiten, warme-isotherme Zone über den mittleren Breiten und geschichtete Stratosphäre mit Temperaturzunahme mit der Höhe über den niedrigen Breiten) sind das generelle Hauptergebnis dieser Diskussion.

Die sommerlichen Abwandlungen des mittleren Temperaturschnitts betreffen weniger die Troposphäre, wo sich nur eine Verschiebung in Richtung der Breite und generelle Erwärmung einstellt, sondern mehr die untere Stratosphäre wegen der enormen Erwärmung der polaren Breitenzone als Folge der Zustrahlung von der Sonne (Fehlen der polaren Nacht).

Das Temperaturfeld im Sommer (Abb. 4.4)

Troposphäre, Sommer: Die sommerlichen mittleren Temperaturverhältnisse zeigen erneut die dreifache Unterteilung in einen polaren, gemäßigten und tropischen Bereich getrennt durch Subtropen- und Polarfront. Im Sommer ist der polare Bereich auf die engere Polar-Kalotte beschränkt (etwa 75°N bis N-Pol), der gemäßigt warme Bereich ist etwas ausgedehnter (etwa 49° bis 71°N), und schließlich beherrscht der tropische Bereich die gesamte Zone vom Äquator bis ca. 44°N .

Dies macht deutlich, daß im Jahresablauf sich die beiden Frontalzonen erheblich mit der geographischen Breite verschieben. Diese Verlagerung geschieht nicht einförmig, sondern sie erfolgt rascher im Frühling nordwärts und umgekehrt im Herbst südwärts, während in den Winter- und Sommermonaten die Frontalzonen mehr quasi-stationär verharren.

Im polaren, jetzt sehr eingeeengten Bereich ist der vertikale Temperaturgradient weniger stabil ($-0.65^\circ\text{C}/100\text{ m}$), die Inversionsstruktur in der Nähe des Bodens ist flach und wenig ausgeprägt (Fehlen von Arktikluft im Sommer), und die polare Tropopause findet sich etwas höher (etwa bei 280 mb oder 9.6 km) verglichen mit ihrer tieferen Winterlage. Auch ist die Tropopausentemperatur wesentlich wärmer (ca. -48°C).

Im gemäßigten Bereich ist der vertikale Temperaturgradient etwa gleich groß wie im Winter, aber der meridionale ist verglichen mit dem Winter sehr geschwächt. Die Tropopause besitzt ebenfalls eine höhere Lage (ca. 210 bis 250 mb) und wesentlich wärmere Temperatur (ca. -50° bis -53°C).

Schließlich ist die Temperaturschichtung im jetzt weit ausgedehnten tropischen Bereich wenig unterschiedlich von jener des Winters, nur ist die primäre tropische Tropopause etwas niedriger gelagert (ca. 105 mb) und die Tropopausentemperatur erhöht (-65° bis -75°C).

Stratosphäre, Sommer: In der Stratosphäre findet vom Winter zum Sommer hin eine drastische Erwärmung statt, die sich vor allem über der polaren Region, aber abgeschwächt auch über den mittleren Breiten bemerkbar macht. Die Erwärmungsrate am Nordpol in größerer Höhe oberhalb von 20 km beträgt ca. 40°C (siehe auch Abb. 1.1, polare Kurven).

Abschließend bleibt in diesem Abschnitt noch festzustellen, daß die Bilder der Abb. 4.3 und 4.4 sich *nur auf die Nordhalbkugel* beziehen. Auf der Südhalbkugel findet natürlich ähnliches statt, aber die kontinentale Antarktis wandelt das Allgemeinbild doch erheblich ab. Für ein spezielles Interesse sind auf diesen Bildern Zahlenangaben über die Temperaturbedingungen langzeitlich und zonal gemittelter Art in der 1000 mb-Fläche und am Erdboden selbst (siehe Sfc = surface) verzeichnet.

Die Baroklinität des zirkumpolaren Planetarischen Wirbels

Wie in Beitrag 1 schon eingehend diskutiert wurde, ist die Solenoiddichte in der mittleren meridionalen Ebene durch den Ausdruck [1.13] festgelegt, nämlich:

$$N_x = (g/T) (\partial T/\partial y)_p = (fg\sigma) (\partial u/\partial p) = -f(\partial u/\partial z) \quad [1.13]$$

Mit Hilfe der Temperaturfelder (Abb. 4.3 und 4.4), die im vorherigen Abschnitt präsentiert wurden, ist es leicht, der Solenoiddichte (Baroklinität) nachzugehen.

Nach dieser Formel ergibt sich, daß für die Troposphäre, wo entsprechend dem Temperaturfeld beider Jahreszeiten $(\partial T/\partial y)_p$ negativ ist (Abfall der Temperatur gegen den Pol hin), eine Zunahme des Windes mit wachsender Höhe $(\partial u/\partial z > 0)$ eintreten muß. Die Solenoiddichte N_x wird negativ und dem Betrag nach groß sein. Überprüft man die Abb. 4.1 und 4.2 (rechte Bildseiten), so ist bei Inspektion der Linien gleichen spez. Volumens α (gestrichelt), die bisher noch nicht angesprochen wurden, leicht zu erkennen, daß sie die Isobaren (volle Linien) unter einem erheblichen Winkel schneiden. In der Troposphäre ist daher eine große Baroklinität (große Solenoiddichte) feststellbar, und diese ist im Winter größer als im Sommer. Der Umlauf um die Solenoide ist so geartet, daß er entgegen dem Uhrzeigersinn erfolgt (N_x negativ). Zum gleichen Ergebnis kommt man bei Betrachtung der polwärts gerichteten Neigung der isothermen Flächen in Abb. 4.3 und 4.4. Speziell groß wird die Baroklinität quer durch die Subtropen- und Polarfront hindurch und auch in der mittleren Breitenzone der Troposphäre, wäh-

rend die polare und die tropische Troposphäre nur eine mäßige Baroklinität aufweisen (speziell im Sommer). Dies bedeutet auch, daß im Zusammenhang mit der Subtropenfront, die sich als hyper-barokline Frontalzone bis etwa zur 200 mb-Fläche hoch aufragend aufwärts erstreckt, auch der Zonalwind mit wachsender Höhe an Intensität zunehmen muß und sich dort angelehnt an ihre südliche Frontbegrenzung der Kern der troposphärischen Westwinddrift einstellen muß. Was die weitere Frontalzone (Polarfront) angeht, so ist die Baroklinität auch innerhalb ihrer Begrenzungen größer, aber der Temperaturkontrast wird hier durch den Mittelbildungsprozeß geschwächt, weil die Polarfront ein von Tag zu Tag und von Ort zu Ort viel stärker mäandrierendes Phänomen ist. Auch reicht die Polarfront nur bis etwa zur 300 mb-Fläche aufwärts.

Unter Zuhilfenahme von ähnlich detaillierten Temperaturschnitten für alle Monate des Jahres (und nicht nur für Januar und Juli, Abb. 4.3 und 4.4), läßt sich eine Auszählung der Solenoiddichte (Solenoidzahl pro Breitengrad) für die einzelnen tropischen, mittleren und polaren Bereiche, die in jedem Monat eine variabel große Breitenzone besetzen, vornehmen und zusätzlich auch die Solenoiddichte innerhalb der beiden sie trennenden Frontalzone bestimmen (Fr. DEFANT (1973)). Damit wird der jährliche Gang der Solenoiddichte (Baroklinität) der Troposphäre als Vertikalintegral bis zur jeweiligen Tropopause klargelegt. Abb. 4.5 zeigt das Resultat eines solchen Unternehmens.

Wie die Abb. erkennen läßt, ist die Baroklinität in den tropischen und polaren Randbereichen klein (nicht mehr als 100 Einheitssolenoid pro Breitengrad), und der jährliche Gang ist ebenfalls klein. In den Sommermonaten ist die tropische Troposphäre nahezu barotrop geschichtet. Dagegen ist der Übergangsbereich über den mittleren Breiten mit wesentlich höherer Solenoiddichte ausgestattet (schwankend zwischen 300 im Winter und 100 im Sommer). Der Jahresgang ist also in diesem Bereich sehr ausgeprägt. Integriert man in diesem Bereich nur

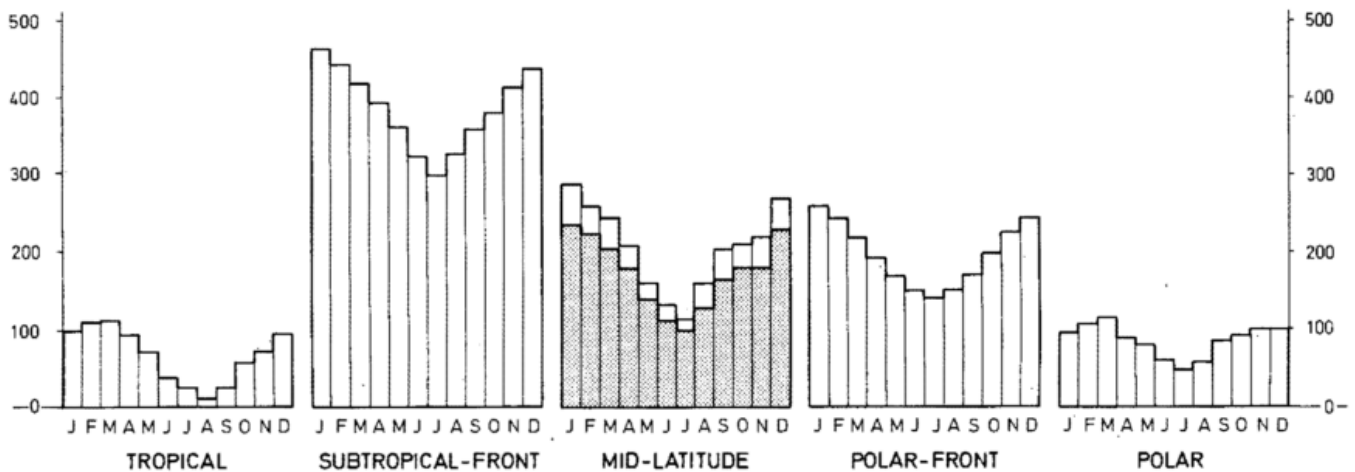


Abb. 4.5

Der Jahresgang der troposphärischen Baroklinität (Solenoiddichte = Zahl der Einheitssolenoid pro Breitengrad) des langzeitlich und zonal gemittelten Massenfeldes des Planetarischen Wirbels, separat für den tropischen Bereich, für den gemäßigt warmen Bereich der mittleren Breiten, für den polaren Bereich sowie innerhalb der diese drei Bereiche trennenden Subtropen- und Polarfront (nach Fr. DEFANT (1975))

aufwärts bis zur 300 mb-Fläche (etwa die obere Reichweite der Polarfront) und nicht bis zur Tropopause, so ergibt sich eine Reduzierung (siehe die schraffierten Säulen in Abb. 4.5). Am markantesten tritt jedoch die Baroklinität der Subtropenfront hervor mit einem extrem starken Jahresgang (ca. 450 im Winter und 300 im Sommer). Auch die Polarfront besitzt trotz der Schwächung ihres Temperaturkontrastes wegen ihres von Tag zu Tag variablen Verlaufes durch den Mittelungsprozeß noch eine gut hervortretende Baroklinität (ca. 250 im Winter, 120 im Sommer), die erkennen läßt, daß sie eine klare frontale Abgrenzung besonders gegen den polaren Bereich hin bildet.

Oberhalb der Tropopause wird die Baroklinität schwach und bei Umkehr des meridionalen Temperaturgradienten sogar positiv. Dies tritt besonders oberhalb der beiden troposphärischen Frontalzonen in Erscheinung. Nur im winterlichen, auf die höheren Breiten konzentrierten Westwindwirbel in der Stratosphäre ist die Baroklinität weiter negativ und recht groß, wie es auch in Abb. 4.1 (linke Seite) durch den dort existenten Schnitt der isotheren und isobaren Flächen erkennbar ist. Dagegen ist der sommerliche Ostwindwirbel weitgehend mit nur schwacher Baroklinität ausgestattet, also quasi-barotrop geschichtet.

Das zonale und langzeitlich gemittelte Windfeld im Winter und Sommer in der Nord- und Südhalbkugel

Abb. 4.6 präsentiert das langzeitlich und zonal gemittelte Windfeld für den Winter- und für den Sommer der Nord- und Südhalbkugel. Diese Windbedingungen beruhen auf einer sorgfältigen Verarbeitung eines großen Materials von gemessenen Winden und sind somit auf viele aktuelle Radiosonden-Windbeobachtungen gegründet. Viele Forscher haben sich mit dieser Aufgabe beschäftigt, z. B. BUCH (1954), OBASI (1963), CRUTCHER (1959, 1961), HEASTIE und STEPHENSON (1958), MINTZ (1954), siehe auch eine vergleichende Darstellung bei E. LORENZ, *Nature and Theory of the General Circulation of the Atmosphere*, WMO (1967). Die vorliegende Abb. 4.6 wurde von NEWELL (1967) präsentiert. Dieses Bild wurde von ihm auf der Grundlage längerer Jahresfolgen (7 1/2 Jahre) und unter teilweiser Berücksichtigung von Resultaten der vorstehend genannten Forscher als wohl komplettestes Gesamtbild der zonalen Grundzirkulation zusammengestellt.

Diese Windbedingungen im planetarischen symmetrischen Wirbel enthalten einen ageostrophischen Anteil, der als Mittel über alle nicht-geostrophischen Windanteile aller Einzelwindbeobachtungen in dieses Mittelbild eingeht. Wie schon bei der Besprechung des Druck- und Temperaturfeldes eingehend erwähnt wurde, ist jedoch die geostrophische Balance und auch die Gültigkeit der thermischen Windbeziehung mit der Ausnahme der niederen Breiten und der planetarischen Reibungsschicht (< 1500 m), so dominant, daß durch eine direkte Anwendung dieser Gleichungen die wesentlichen Grundzüge der Abb. 4.5 erhalten werden können. Nach Abschätzungen ist dieser nach einer zeitlichen und zonalen Mittelung erhalten bleibende nicht-geostrophische Windan-

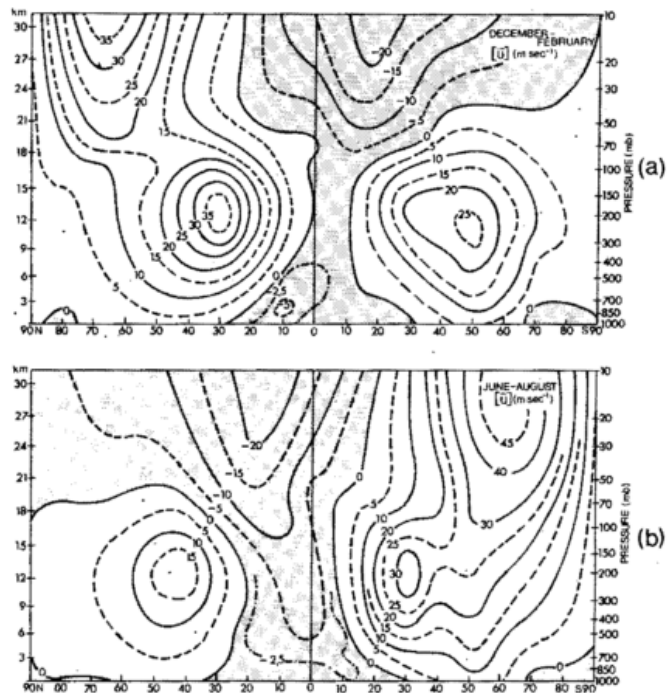


Abb. 4.6
Das aus wahren Windbeobachtungen abgeleitete, langzeitlich und zonal gemittelte Windfeld (u) im Winter- und Sommerquartal der Nord- und Südhemisphäre [m/sec] (unschattiert: W-Wind, schattiert: E-Wind)

teil von recht kleiner Größenordnung (nach HOLOPAJEN (1966) nicht größer als 1 bis 3 m/sec).

Die Winterbilder der Nord- und Südhemisphäre in Abb. 4.6 zeigen die Westwinddrift dominant mit nur wenig Ostwinden im tropischen engeren Breitengürtel. In der Winterzeit stellt sich der troposphärische Kern maximaler Westwinde zwischen 12 und 15 km Höhe nahe der 200 mb-Fläche ein (Nordhalbkugel: > 35 m/sec, Südhalbkugel: > 30 m/sec). Dieser jet-artige Kernbereich resultiert aus der zonalen Mittelung über die starken Winde des Subtropenstrahlstroms, der diese Breitenzone recht permanent einhält, und der nur über den Ozeanen stärkere Mäandrierungen ausführt. Von dieser Kernzone angefangen nimmt der Wind bis 50°N rasch ab, aber von dort an polwärts nur noch mäßig.

Eine zu erwartende Doppelstruktur (Subtropen- und Polarjet) im Kerngebiet der Westwinddrift ist in der Nordhalbkugel nicht feststellbar, da der Polare Strahlstrom wie gesagt von Tag zu Tag stark mit der geographischen Breite seinen Verlauf ändert. Doch in der Südhalbkugel (Juli, Winter) (siehe Abb. 4.6, Bild rechts unten) sind deutliche Anzeichen für eine solche Doppelstruktur zu erkennen. In der Südhalbkugel ist wegen des Fehlens von kontinentalen Erhebungen der Verlauf des Polaren Jets nicht so stark variabel.

Wie schon aus dem Druckfeld zu erwarten war, nimmt die Windstärke oberhalb des Kerns der Westwinddrift in beiden Hemisphären ab, und das Band stärkster Windintensität verschiebt sich in zunehmendem Maße polwärts. Oberhalb von ca. 20 km Höhe stellt sich dann in

beiden Hemisphären der winterliche Westwindwirbel ein, und die Windstärke nimmt über der Breitenzone 50°—75°N oder S aufwärts erheblich zu (Polarnacht-Jet; in der Nordhalbkugel bis > 35 m/sec, in der Südhalbkugel bis > 45 m/sec).

Die Sommerbilder in Abb. 4.6 sind ebenfalls für Nord- und Südhemisphäre einander spiegelbildlich ähnlich. Nun tritt die sommerliche Westwinddrift nur mehr im Breitenbereich nördlich von roh gesprochen 25°N und S in Erscheinung und ist in 19 bis 20 km Höhe nach oben hin begrenzt, wo dann der Übergang zu den sommerlichen stratosphärischen Ostwinden erfolgt. Die sommerliche Westwinddrift in der Troposphäre beider Halbkugeln weist ihren maximalen Kernbereich über 40° bis 55°N bzw. S auf (wieder nahe der 200 mb-Fläche). Die vertikale Windzunahme ist aber im Sommer wesentlich schwächer, und als maximale Intensitäten ergeben

sich > 15 m/sec in der Nord- und > 25 m/sec in der Südhalbkugel.

Die stratosphärischen Ostwinde, die dem oben beschriebenen antizyklonischen sommerlichen Wirbel entsprechen, weisen ihr Maximum jeweils über 10 bis 20°N oder S auf mit etwa vergleichbaren Intensitäten (maximal > 20 m/sec).

Diese in Abb. 4.6 dargestellten zonalen Windverteilungen sind nun ganz im Einklang mit den geostrophisch zu erwartenden Verteilungen und sind auch im Einklang mit der thermischen Windgleichung. Sie resultieren aber aus langwierigen, sorgfältigen zeitlichen und zonalen Mittelungen von großen Mengen wahrer Winddaten, die natürlich einen gewissen Grad von Ageostrophie (Beschleunigungen, Reibungseffekte) beinhalten. Meist liefert die geostrophische Approximation eine Überschätzung der wahren Windverteilungen innerhalb der Kernzone der troposphärischen Westwinddrift.

5 Die langzeitlich und zonal gemittelte Meridionalzirkulation

Schließlich soll noch auf die meridionale Zirkulation \bar{v} und auf das Feld von ω , welches aus Kontinuitätsgründen mit ihm verknüpft ist (siehe Gleich. [3.6]) eingegangen werden. Ganz anders als bei der zonalen Komponente, welche eine ganz gute Näherung an momen-

tane u -Werte darstellt, ist \bar{v} hauptsächlich eine statistisch sich ergebende Restgröße, welche sich als Folge der Mittelbildung von relativ großen v -Werten mit gegensätzlichem Vorzeichen (Nord- versus Südwinde) ergibt. Eine Ausnahme davon existiert innerhalb der weit ausgedehnten Passatwindzonen, wo die äquatorwärts gerichtete Komponente recht persistent ist. Große Sorgfalt ist bei Bestimmungen der zeitlich und zonal gemittelten Meridionalzirkulation notwendig, und viel Mühe ist von verschiedenen Forschern (z. B. PALMÉN, VUORELA, TUOMINEN (1955, 1963/64), TUCKER (1959) Fr. DEFANT und v. de BOOGAARD (1963), RIEHL, YEH (1950), MINTZ, LANG (1955), OBASI (1963) GILMAN (1965) aufgewendet worden, die wichtigsten Eigenheiten dieser energetisch wichtigen mittleren Meridionalzirkulation festzulegen. Die Hauptschwierigkeit liegt vor allem in dem schon vorstehend erwähnten Umstand, daß der meridionale Wind bei Mittelbildung über die geographische Breite nur den ageostrophischen Windanteil enthält und der geostrophische Anteil fast identisch gleich Null wird. Das heißt, daß nur direkte Windmessungen aus der freien Atmosphäre zur Ermittlung der sich als recht schwach erweisenden mittleren Meridionalzirkulation herangezogen werden können.

Durch Kombination mehrerer früherer Resultate, durch teilweise Verwendung von indirekten Methoden

(HOLOPAINEN (1967), VERNEKAR (1966/67), VINCENT (1968)) und neuere Überarbeitung eines großen Windmaterials getrennt für vier Jahreszeiten waren NEWELL und Mitarbeiter (1969) in der Lage, das derzeit wohl kompletteste Bild der mittleren Meridionalzirkulation als Stromlinien-Darstellung des Massenflusses in dieser Zirkulation zu präsentieren.

Abb. 5.1 zeigt diese Stromlinien-Diagramme getrennt für Winter, Sommer, Herbst und Frühling von 90°N bis 90°S und vom Erdboden bis ca. 32 km Höhe (etwa 10 mb-Fläche). Jede solche Zelle stellt eine Zirkulation um einen Extremwert der Stromfunktion Ψ dar, und es gelten die folgenden Beziehungen:

$$(2\pi a \cos \varphi) \bar{v} = g \partial \Psi / \partial p \quad [5.1]$$

$$(2\pi a^2 \cos \varphi) \bar{\omega} = -g \partial \Psi / \partial \varphi$$

Ψ stellt eine Stromfunktion für den totalen Massenfluß dar (in Einheiten von Millionen Tonnen pro Sekunde). Eine Zelle, in welcher die warme Luft gehoben wird und die kältere Luft absinkt, wird als „thermisch direkt“ bezeichnet, und wenn das Umgekehrte der Fall ist, als „thermisch indirekt“. In einer thermisch erzwungenen Zirkulation setzt eine direkte Zelle die durch Erwärmung hinzugefügte Energie in kinetische Energie um, während eine indirekte Zelle den umgekehrten Effekt hat und für ihre kinetische Energieerhaltung auf die umgebende Zirkulation angewiesen ist. Diesem Bild entsprechend enthält die mittlere Meridionalzirkulation jeweils in jeder Hemisphäre drei Zirkulationszellen:

1. Je eine relativ kräftig entwickelte, sogenannte direkte, kinetische Energie produzierende Zelle über den niederen Breiten jeder Halbkugel (sogenannte *HADLEY-Zirkulationszelle*). In ihr ist der untere meridionale Ast äquatorwärts gerichtet (meridionale Komponente der Passate) und der obere Ast erfolgt konzentriert in der hohen Troposphäre, aber noch unterhalb der Tropopause polwärts. Das verursacht dann aus Kontinuitätsgründen aufsteigende warme Luft in Äquatornähe und absinkende kühlere Luft über den subtropischen Breiten jeder Hemisphäre.
2. Als ihr Gegenstück findet sich eine viel schwächer ausgeprägte Zelle in jeder Halbkugel über den mittleren Breiten, welche einen gegenteiligen Umlaufsinn besitzt (sogenannte indirekte, kinetische Energie verbrauchende *FERREL-Zirkulationszelle*).
3. Schließlich treten über den höheren Breiten beider Halbkugeln noch zwei direkte Zellen in Erscheinung, die von noch schwächerer Intensität sind.

Diese regelmäßige zum Äquator näherungsweise Symmetrie von drei Zellen ist speziell gut im Frühjahr realisiert, oder auch im Herbst. Jedoch ist im Herbst die tro-

pische *HADLEY-Zirkulation* der Südhalbkugel von größerer Intensität.

In der Winterzeit der Nordhemisphäre (Dez. bis Febr.) ist die *HADLEY-Zelle* der Nordhalbkugel besonders stark entwickelt, und jene der Südhalbkugel ist schwach ausgeprägt. Auch die *FERREL-Zelle* ist in dieser Zeit dominant über jene der Südhemisphäre. In der Winterzeit der Südhalbkugel (Juni bis August) dominiert die *HADLEY-Zelle* ganz eindeutig und überdeckt die ganze Breitenzone von 20°N bis ca. 30°S . Eine *HADLEY-Zelle* der Nordhalbkugel fehlt fast gänzlich wegen des störenden Einflusses des indischen Sommer-Monsuns aus SW innerhalb des Passatgürtels der Erde (siehe später).

Mit diesen Ausführungen schließt die knappe Schilderung über den zonal und lang-zeitlich gemittelten Bewegungsanteil (Planetarischer symmetrischer Wirbel, siehe die Gleichung [3.3], erstes Glied). Tab. 5.1 faßt nochmals die Merkmale zusammen.

Die weitere Diskussion wird nun jenen zeitlich unabhängigen Störungen gewidmet sein, die sich dem Planetarischen Wirbel überlagern und mit ihm zusammen den zeitlich nicht veränderlichen dreidimensionalen Bewegungsanteil der Globalen Zirkulation ausmachen.

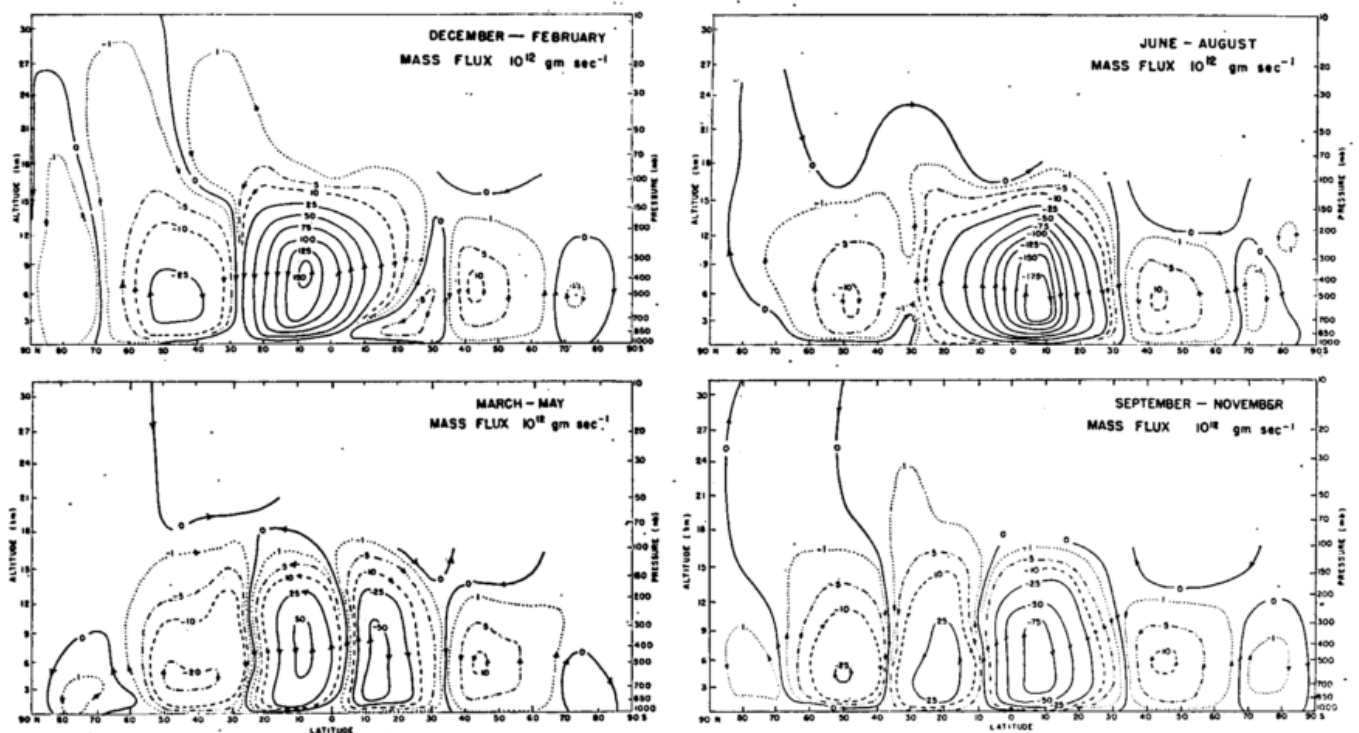


Abb. 5.1

Die langzeitlich und zonal gemittelte Meridionalzirkulation, dargestellt als Stromlinienzellen des Massenfeldes [$10^{12} \text{ g sec}^{-1}$ oder Millionen Tonnen pro Sekunde] für die vier Quartale des Jahres (Winter, Frühling, Sommer, Herbst) in der Nord- und Südhemisphäre.

	TROPOSPHÄRE	UNTERE STRATOSPHERE
Atmosphärische Westwinddrift WINTER	Allgemein zunehmende Intensität mit der Höhe Seitliche Erstreckung: unten 30 °N bis N-Pol oben ca. 5 °N bis N-Pol Kernbereich: über ca. 30 °N in 11 bis 14 km Höhe	Erst abnehmende, dann wieder zunehmende Intensität mit der Höhe Seitliche Erstreckung: 17 bis 20 km von ca. 5 °N bis N-Pol 20 bis 32 km von ca. 25 °N bis N-Pol Kernbereich: über ca. 60—70 °N in 27 bis 32 km Höhe (darüber noch intensiver)
Atmosphärische Ostwinddrift WINTER	Abnehmende Intensität mit der Höhe Seitliche Erstreckung: unten 30 °N bis Äquator oben ca. 5 °N bis Äquator Kernbereich: über ca. 11 °N in 1 bis 2 km Höhe (Passat)	Zunehmende Intensität mit der Höhe Seitliche Erstreckung: 17 bis 20 km von ca. 5 °N bis Äquator 20 bis 32 km von ca. 25 °N bis Äquator Kernbereich: über Äquator in 32 km Höhe (darüber weiter zunehmend)
Atmosphärische Westwinddrift SOMMER	Allgemein zunehmende Intensität mit der Höhe, aber Zunahme wesentlich schwächer als im Winter Seitliche Erstreckung: ca. 25 °N bis N-Pol Kernbereich: über ca. 44 °N in 11 bis 13 km Höhe	Nur im Höhenbereich 13 bis ca. 19 km, stark abnehmende Intensität (allmähliches Erlöschen der sommerlichen Westwinde) Seitliche Erstreckung: von etwa 35 °N bis N-Pol
Atmosphärische Ostwinddrift SOMMER	Allgemein zunehmende Intensität mit der Höhe Seitliche Erstreckung: ca. 30 °N bis Äquator Kernbereich: über etwa 10 °N bis Äquator (schwächerer Passat)	Oberhalb von ca. 19 km Höhe Ostwinde mit aufwärts zunehmender Intensität Seitliche Erstreckung: durchgehend von Äquator bis N-Pol Kernbereich: über etwa 10 bis 20 °N (darüber weiter zunehmend)

Tab. 5.1
Hauptsächliche Merkmale des langzeitlich und zonal gemittelten Planetarischen Wirbels

6 Die stehenden langen Wellenstörungen

Mittelt man in verschiedenen Druckflächen das globale Massenfeld *nur zeitlich*, so erhält man Kartendarstellungen der geopotentiellen Höhe der Druckflächen für Winter und Sommer (oder auch für Einzelmonate des Jahres).

Im späteren Beitrag 7 wird eine Auswahl solcher Felder gezeigt und besprochen werden.

Wenn man in solchen Flächenverteilungen (φ, λ) das zonale Mittel abzieht, so verbleiben in jeder Druckfläche nur jene stehenden Abweichungen der geopotentiellen Höhe der einzelnen Druckflächen, welche durch ein dem Glied (2) in Gleichung [3.3] ähnliches Glied analytisch

festgelegt sind, nämlich $(\bar{\Phi})^*$ (λ, φ, p). Diese Abweichungen sind in der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre von erheblicher Größe (± 100 bis 300 geopot. Meter) und sind maßgeblich durch die großen meist nord-süd verlaufenden Gebirgshindernisse oder auch in etwas geringerem Maß durch die Land-Meerverteilung verursacht, die den breiten und relativ flachen Strom der Westwinddrift aus einem zonalen Verlauf auslenken und ihn örtlich zu starken Mäandrierungen veranlassen. Diese angeregten Schwingungen mitteln sich bei zeitlicher Mittelbildung zu solchen ortsgebundenen Abweichungen zusammen, die als „*stehende lange Wellen*“

bezeichnet werden. Man erkennt sie sofort in zeitlich gemittelten Karten einzelner troposphärischer Druckflächen (siehe später, Beitrag 7.).

Hier soll nur noch eine Abbildung ihre vertikale Verteilung und Form im Winter der Nordhalbkugel in einem Vertikalschnitt entlang dem Breitenkreis 50 °N verdeutlichen (siehe Abb. 6.1). Dieses Bild zeigt sofort, daß östlich der Rocky Mountains und östlich des ostasiatischen Gebirgsmassivs sich negative Abweichungen (Tröge im Geopotentialfeld) einstellen und die Abweichungen mit wachsender Höhe generell zunehmen und in der oberen Troposphäre maximal sind. Besonders stark ist die negative Abweichung im ostasiatischen Trog. Die Andeutung einer dritten Region reduzierter Werte (negativ nur im unteren Bereich) über Osteuropa läßt erkennen, daß dort wohl angeregt durch mehrere europäische Gebirge ein schwächer ausgebildeter Trog gegenwärtig ist. Man hat es also in der Nordhalbkugel im Winter mit drei stehenden Wellentrögen und Wellenrücken zu tun, von denen die Tröge über Ostasien und Ostamerika dominant sind.

In der Sommerzeit sind wegen der schwächeren Intensität der Westwinddrift die stehenden Wellenbildungen wesentlich schwächer, und speziell der ostasiatische Trog

wird völlig durch die starke Erwärmung des asiatischen Kontinents gegen den mittleren Pazifik verschoben (siehe Beitrag 7). Besonders augenfällig ist noch die Neigung der Gebiete maximaler oder minimaler Abwei-

chung mit wachsender Höhe nach Westen. Diese Neigung ist unten sehr groß und nimmt gegen die höheren Schichten hin ab.

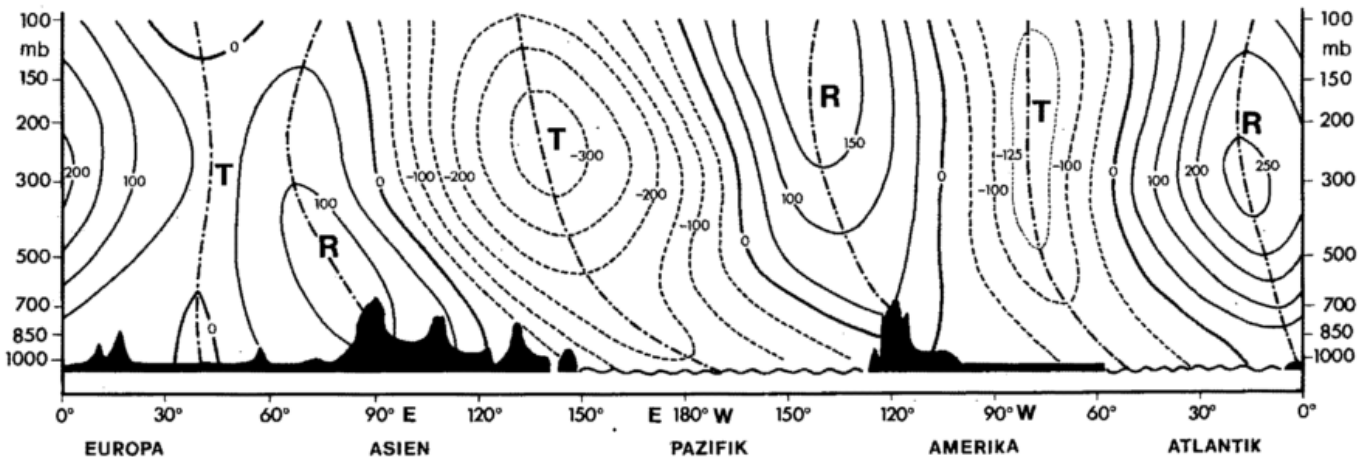


Abb. 6.1

Die Abweichungen der geopotentiellen Höhe (geopot. m) vom zonalen langzeitlichen Mittelwert in einem Vertikalschnitt über dem Breitenkreis 50°N in der Nordhalbkugel (Winter) als Demonstration für die Zahl und die vertikale Struktur der stehenden langen Wellen.

(negative Abweichungen (gestrichelt): Tröge (T) } im Geopotentialfeld
positive Abweichungen (voll): Rücken (R)
Gebirgsbarrieren: schwarz)

7 Die langfristig gemittelte Zirkulation im Winter und Sommer (Nordhalbkugel)

Faßt man nun den Planetarischen Wirbel (Beitrag 4) und die stehenden langen Wellen als Einheit zusammen, so erhält man die zeitlich gemittelte Zirkulation der Atmosphäre. Ihre Eigenschaften sind — was das Druckfeld angeht — durch viele absolute Topographien (gpm) einzelner Druckflächen repräsentierbar oder — was das Temperatur-, Feuchte- oder das Windfeld angeht — durch entsprechende Horizontalanalysen der Temperatur, der Feuchte oder des Windes (Richtung und Stärke) darstellbar.

Dies würde naturgemäß eine Präsentation enorm vieler Karten erfordern, was hier nicht möglich ist. Um das Typische und Wichtige herauszustellen wurde die folgende recht eingeschränkte Auswahl getroffen:

1. 500 mb-Karten als repräsentativ für die mittlere Troposphäre (ca. 5,5 km). Dieses Niveau wurde deshalb gewählt, weil der troposphärische meridionale Temperaturgradient dort recht ausgeprägt ist und somit der Schnitt der im Raum geeigneten Polarfront und Subtropenfront mit dieser Druckfläche besonders markant hervortritt. Damit ist eine klare Untergliederung in die drei prinzipiellen Luftmassenkörper der Troposphäre hinsichtlich ihrer langfristig mittleren Verteilung rund um die Nordhalbkugel sofort erkennbar.

2. 200 mb-Karten als repräsentativ für den Kernbereich stärkster Westwinde der Westwinddrift (ca. 12 km). In diesen Karten markiert sich durch die Topographie und durch langfristig mittlere Windvektoren einerseits die Achse des Subtropenstrahlstromes, der nahe der 200 mb-Fläche gerade seine maximale Intensität über dem subtropischen Breitengürtel der Erde aufweist, und andererseits ist es in dieser Fläche auch noch möglich, den mittleren Verlauf der Achse des polaren Jets deutlich zu erkennen, obwohl er eigentlich ca. 3 km tiefer nahe der 300 mb-Fläche maximale Stärke besitzt.
3. 30 mb-Karten als repräsentativ für die untere Stratosphäre (ca. 22 bis 24 km). Dieses Niveau zeigt besonders markant den Wechsel zwischen stratosphärischer winterlicher Westwind- und sommerlicher Ostwind-Zirkulation.

Die mittlere Troposphäre (500 mb-Fläche)

In der Winterkarte (siehe Abb. 7.1) erweist sich die troposphärische Westwinddrift in nahezu der gesamten Halbkugel als dominant, und sie ist nur in Äquatornähe meist beschränkt auf die Breitenzone von 0° bis 5°N, von einem relativ schmalen Ostwindbereich umgeben. Die Separation beider Winddriften bildet ein in mehrere

Zellen gegliederter Hochdruckgürtel. Die geopotentielle Höhe der 500 mb-Fläche fällt von dort an in allen Sektoren gegen den Pol hin rasch ab, doch zerfällt das polare Tiefdruckzentrum in zwei etwas aus dem geographischen Pol heraus verlagerte Kerngebiete (über NE-Kanada < 5040 gpm und über NE-Sibirien < 5080 gpm). Die schattiert aufgenommenen Bänder geben eine visuelle Vorstellung vom langzeitlich mittleren Verlauf der Polarfront (ca. -28° bis -32° C) und der Subtropenfront (ca. -14° bis -17° C). Diese Temperaturkonzentrationen trennen den kalten polaren Bereich im Norden vom mäßig warmen Bereich der mittleren Breiten und vom wärmsten tropischen Bereich im Süden. Sie sind beide in diesem Niveau, wie die Windpfeile zeigen, eindeutig mit intensiven Westwinden gekoppelt.

Besonders markant zeigen sich auf diesem Winterbild die beiden dominanten stehenden Wellentröge über dem ostamerikanischen und ostasiatischen Küstenbereich, wo die Polar- und Subtropenfront sich relativ nahekommen und die Westwinde speziell intensiv sind. Auch der dritte weniger stark entwickelte Trog über Osteuropa ist deutlich erkennbar. Auf eine spezielle Gegebenheit, die für den großturbulenten Polwärts-Transport von Impuls und Wärme besondere Wichtigkeit besitzt, soll hier noch verwiesen werden. Die früher präsentierte Abb. 6.1 machte deutlich, daß sich die vertikalen Trog- und Rückenachsen der stehenden langen Wellenstörungen mit wachsender Höhe westwärts neigen. Jetzt ersieht man aus Abb. 7.1, daß die horizontalen Trogachsen der stehenden langen Wellen sich südlich des Hauptstromstrichs von NE nach SW neigen (die Tröge hängen, wie man sagt, nach Südwesten hin zurück (*westward tilt*)). Dieser Umstand begünstigt einen polwärts gerichteten Transport von Bewegungsmoment und von Wärme.

Die entsprechende Sommerkarte (Abb. 7.2) zeigt, daß die Westwinddrift ihren Einflußbereich eingeengt und die tropische Ostwinddrift entsprechend den ihren erweitert hat. Der sie trennende Hochdruckgürtel ist nach etwa 30° N verschoben und zeigt nur über Indien und über dem mittleren Pazifik Unterbrechungen.

Die beiden Frontalzonen weisen beide eine Verlagerung nach Norden auf (Polarfront: -16° bis -19° C in hohen Breiten (60° bis 70° N); Subtropenfront: -9° bis -12° C in mittleren Breiten (etwa 40° bis 44° N)).

Der Westwindwirbel hat sichtlich an Intensität verloren, was sich auch in der Zahl der Contourlinien und ihrem gegenseitigen Abstand deutlich ausdrückt. Im mittleren sommerlichen Verlauf beider Fronten und im Geopotentialfeld zeigen sich vier stehende lange Wellenstörungen, jedoch ist deren Amplitude verglichen mit dem Winter relativ klein. In besonders auffälliger Weise ist im Vergleich mit den Winterbedingungen der im Winter stark entwickelte Trog über Ostasien dort weitgehend aufgefüllt und einerseits gegen den mittleren Pazifik ostwärts, andererseits gegen die Mitte des asiatischen Kontinents westwärts verschoben. Dies ist im wesentlichen der starken sommerlichen Aufheizung Asiens zuzuschreiben, während im Sommer die Trogbildung

im Lee des ostasiatischen Gebirgsmassivs bei schwächerer westlicher Anströmung gegenüber dem erstgenannten Einfluß zurücktritt.

Die obere Troposphäre (Strahlstromniveau, 200 mb-Fläche)

Abb. 7.3 präsentiert die absolute Topographie der 200 mb-Fläche als langzeitliches Mittelbild für den Monat Januar. Ein Vergleich mit Abb. 7.1 (500 mb-Fläche) zeigt sofort, daß fast alle Eigenheiten des zeitlich gemittelten Wirbels speziell die Lage und Form der stehenden langen Wellen, welche für das 500 mb-Niveau oben beschrieben wurden, im jetzt vorliegenden Winterbild (Abb. 7.3, 200 mb) wiederzufinden sind. Lediglich die Wirbelintensität oder entsprechend dem geostrophischen Gleichgewicht (siehe Gleichung [1.7a]) das meridionale polwärts gerichtete Gefälle der geopotentiellen Höhe hat sich aufwärts wesentlich verstärkt (im Mittel etwa 20 gpm pro Breitengrad, verglichen mit nur etwa 11 gpm pro Breitengrad in 500 mb).

Wie die aufgenommenen Windpfeile und auch die entsprechende Drängung der Contourlinien zeigen, ist die Windgeschwindigkeit etwa entlang dem 30° Breitengrad maximal (Subtropenstrahlstrom, vielfach > 100 Knoten) und ist besonders intensiv über Südjapan und nördlich des Mexico-Golfes, teilweise > 150 Knoten. Der Verlauf rund um die Erde des Subtropenjets ist durch die dicke schwarze Achsenlinie mit Pfeilen markiert (etwa entlang der Höhenlinie 12120 gpm). Die zeitlich mittlere Achse des Jets verläuft etwas südlich, doch im wesentlichen fast vertikal oberhalb der Subtropenfront in der 500 mb-Fläche. Die enge Bindung dynamischer Art zwischen Strahlstrom und Front wird durch beide Bilder demonstriert und ist natürlich im wesentlichen eine Konsequenz der thermischen Windgleichung.

Die winterliche mittlere Achsauslegung des Polaren Strahlstroms zeigt die innere dicke Linie mit Pfeilen, etwa entlang der Contourlinie 11480 gpm. Auch entlang dieser Achse sind die Westwinde sehr intensiv, jedoch wären diese Winde in der 300 mb-Fläche (etwa 3 km tiefer) maximal und sind in 200 mb doch schon etwas reduziert. Auch diese Achse verläuft parallel oder etwas südlich der Polarfront in 500 mb (siehe Abb. 7.1).

Die stärkere Mäandrierung des Polaren Jets, die selbst nach langzeitlicher Mittelbildung in Abb. 7.3 erkennbar ist, führt dazu, daß im zonalen Windfeld des Planetarischen Wirbels (also in Abb. 4.6) nur ein Kern der Westwinddrift auftritt, nämlich jener, der sich aus den mehr breiten parallelen Winden des Subtropenstrahlstromes herausmittelt.

Das entsprechende Sommerbild (siehe Abb. 7.4) der langzeitlich gemittelten Zirkulation zeigt ebenfalls den engen Zusammenhang zwischen den Strahlstromachsen in 200 mb und den Frontalzonen in 500 mb. Der Subtropenstrahlstrom verläuft nun wesentlich weiter nördlich (z. B. im Winter über Indien südlich des Himalaja, im Sommer nördlich dieser großen Gebirgskette). Im Achsenverlauf zeigen sich vier stehende lange Wellen (mittlerer Pazifik, Ostamerika, Europa, mittleres Asien). Aufmerksam zu machen wäre noch auf die sehr starke

Ostwinddrift, die sich im Sommer von Ostasien über Indien und Arabien hinweg bis über die Sahara erstreckt (siehe später).

Die untere Stratosphäre (30 mb-Fläche)

Die Winterkarte des 30 mb-Niveaus (siehe Abb. 7.5) enthält den im Winterhalbjahr gegenwärtigen zyklonischen Westwindwirbel mit Zentrum nahe dem Nordpol (< 22200 gpm). Nach einer vorübergehenden Abschwächung des troposphärischen Wirbels in den Niveaus oberhalb von etwa 12 km Höhe, bildet sich dieser stratosphärische enger um den Pol konzentrierte Winterwirbel aus, der über relativ hohen Breiten (ca. 60° bis 70°N) maximale Intensität besitzt (Polarnacht-Jet). Im Zentrum ist der Wirbel sehr kalt (−78 °C, siehe Abb. 4.3, und die Temperatur nimmt nach außen hin rasch zu (in 60°N etwa −60 °C). Wie schon die Abb. 4.1 zeigte, intensiviert sich dieser Wirbel mit wachsender Höhe noch erheblich. Das spezifische Volumen oder die Dichte beträgt im Wirbelzentrum (ca. 18700 cm³/gr oder 5.4 × 10⁻⁵ gr/cm³) und nimmt Wirbel-auswärts zu bzw. ab (ca. 21 500 bzw. 4.6 × 10⁻⁵ über niedrigen Breiten) (siehe ebenfalls Abb. 4.1). Der Wirbel besitzt über den hohen Breiten eine große Baroklinität.

Nur mehr zwei stehende lange Wellenstörungen sind in der 30 mb-Fläche im Winter feststellbar (Tröge über Ost-Kanada und mittlerem Asien). Am auffälligsten aber ist die große und warme Hochdruckzelle über dem nördlichen Pazifik, die eine starke Asymmetrie ins Bild

bringt. Die Gründe für ihre Existenz sind noch keinesfalls geklärt und in noch größeren Höhen wird diese Hochdruckstörung noch ausgeprägter und dominiert in den Abweichungen vom zentralen Mittelwert.

Erheblich unterschiedlich ist die Sommerkarte der 30 mb-Fläche (siehe Abb. 7.6). Die Abnahme der troposphärischen Westwinde mit wachsender Höhe und ihre gleichzeitig einsetzende generelle Abschwächung vom Winter gegen das Frühjahr hin, führt schließlich zu einem Übergang der stratosphärischen West- in Ostwinde oberhalb von ca. 50 mb, welche dann im Sommer ihre maximale Intensität erreichen. Wie schon die Abb. 4.2 gezeigt hat, stellt sich den Ostwinden entsprechend ein um den Pol zentrierter warmer antizyklonischer Wirbel ein (−38 °C am Pol), der die stratosphärische Zirkulation durch das Sommerhalbjahr hindurch beherrscht und im Juni-Juli am intensivsten entwickelt ist (siehe Abb. 7.6).

Die Auslegung der geopotentiellen Höhenlinien in diesem Wirbel folgt in hohem Maß den Breitenkreisen, so daß man kaum von stehenden Abweichungen von diesem kreissymmetrischen Planetarischen Wirbel sprechen kann.

Wie Abb. 4.2 zeigte, weist der polare Kern ein höheres spezifisches Volumen (geringere Dichte) auf als die Umgebung über niederen Breiten. In noch größeren Höhen als 30 mb ist der sommerliche antizyklonische Wirbel weitgehend barotrop geschichtet.

Damit schließt die knapp gehaltene Beschreibung der

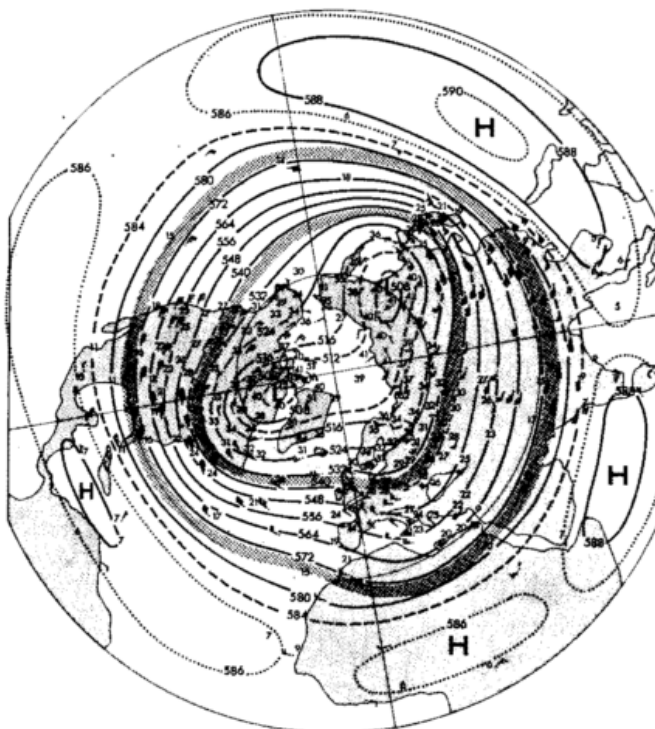


Abb. 7.1
Langzeitlich gemittelte absolute Topographie der 500 mb-Fläche für den Monat **Januar** (Nordhalbkugel) (nach R. SCHERHAG (1969))
(Einheit = 10 geopot. Meter, schattierte Bänder: Polarfront (innen) und Subtropenfront (außen), Zahlenangaben = Temperatur (negativ), Windpfeile in Knoten)

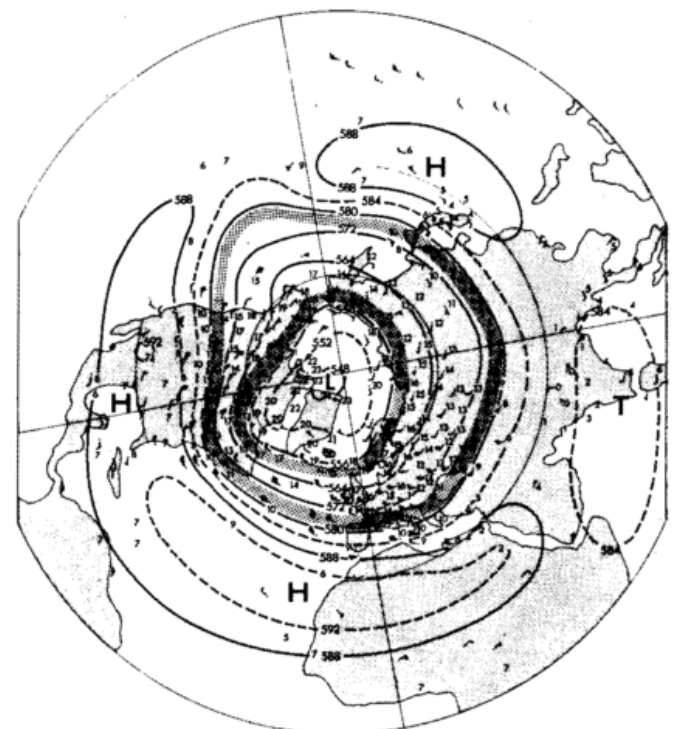


Abb. 7.2
Langzeitlich gemittelte absolute Topographie der 500 mb-Fläche für den Monat **Juli** (Nordhalbkugel) (nach R. SCHERHAG (1969))
(Einheit = 10 geopot. Meter, schattierte Bänder: Polarfront (innen) und Subtropenfront (außen), Zahlenangaben = Temperatur (negativ), Windpfeile in Knoten)

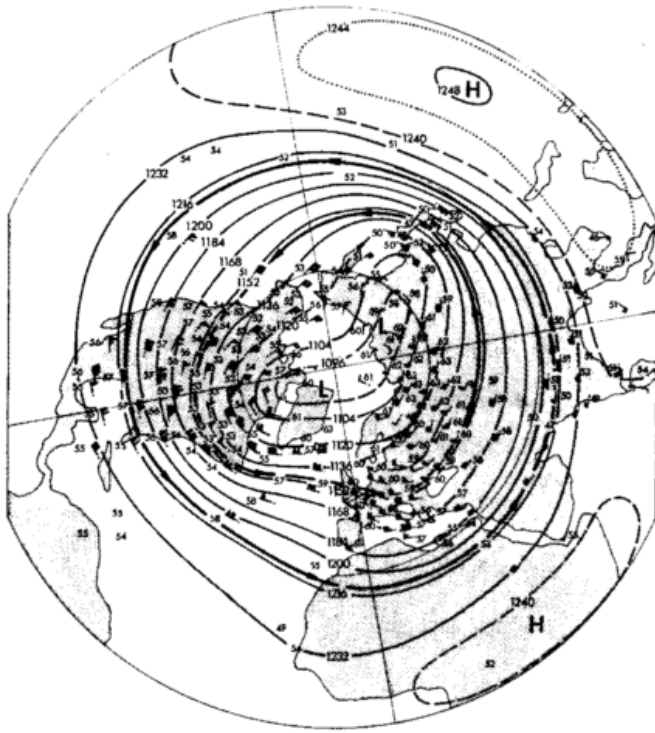


Abb. 7.3
Langzeitlich gemittelte absolute Topographie der 200 mb-Fläche für den Monat **Januar** (Nordhalbkugel) (nach R. SCHERHAG (1969))
(Einheit = 10 geopot. Meter, dicke schwarze Linien: Achsen des Polaren- (innen) und des Subtropen-Strahlstromes (außen))
Zahlenangaben = Temperatur (negativ), Windpfeile in Knoten)

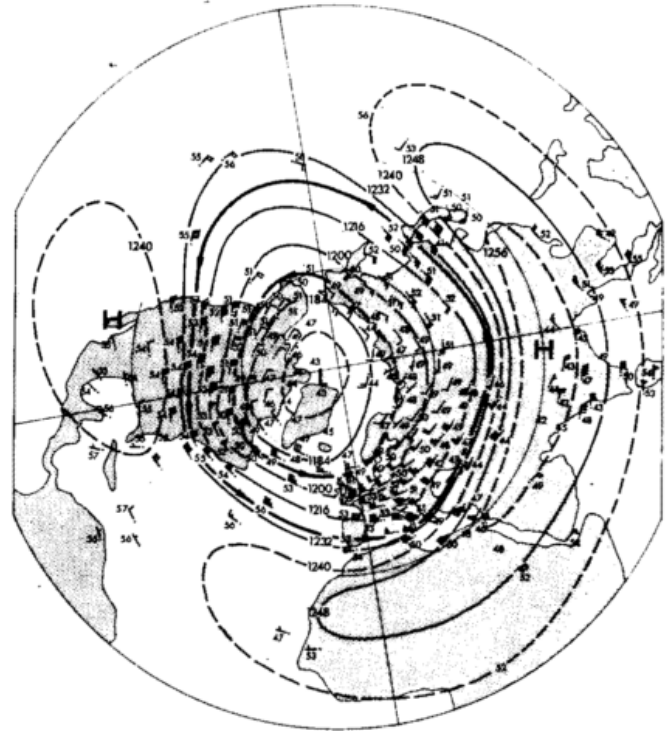


Abb. 7.4
Langzeitlich gemittelte absolute Topographie der 200 mb-Fläche für den Monat **Juli** (Nordhalbkugel) (nach R. SCHERHAG (1969))
(Einheit = 10 geopot. Meter, dicke schwarze Linien: Achsen des Polaren- (innen) und des Subtropen-Strahlstromes (außen))
Zahlenangaben = Temperatur (negativ), Windpfeile in Knoten)

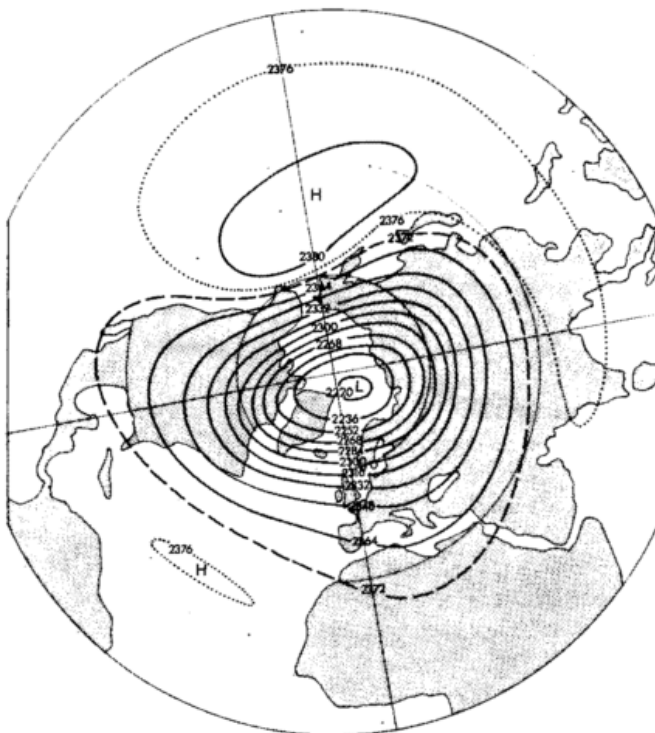


Abb. 7.5
Langzeitlich gemittelte absolute Topographie der 30 mb-Fläche für den Monat **Januar** (Nordhalbkugel)
(Einheit = 10 geopot. Meter)

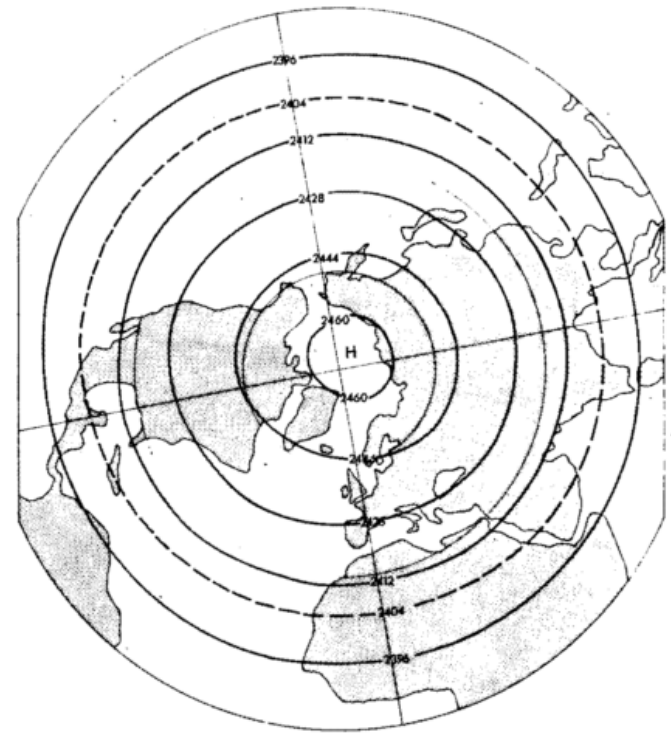


Abb. 7.6
Langzeitlich gemittelte absolute Topographie der 30 mb-Fläche für den Monat **Juli** (Nordhalbkugel)
(Einheit = 10 geopot. Meter)

langzeitlich gemittelten Verhältnisse der Allgemeinen Atmosphärischen Zirkulation. Bewußt wurde auf eine Darstellung der Bodenluftdruck-, Bodentemperatur- und Bodenwindverhältnisse verzichtet, da sie jedem allgemeinen oder synoptischen Lehrbuch entnehmbar sind und über Gebühr beschrieben wurden. Aber gerade in den unteren Niveaus oder in Erdbodennähe treten bei einer zeitlichen Mittelbildung einige Strömungsphänomene deutlich hervor, was zeigt, daß sie einen mehr quasi-persistenten Charakter besitzen.

Das unterste Niveau, in Erdbodennähe

Herauszustellen wären hier vor allem zwei Strömungssysteme: (1) die quasipersistenten *Passatwinde*, die auch bei zeitlicher Mittelbildung in mittleren Karten gut repräsentiert sind und (2) das Asiatische *Monsoonwind-system*, mit seinem Halbjahresrhythmus als Folge des großräumigen Wärmegegensatzes: Indischer Ozean versus Asiatischer Festlandsblock.

Die Passate können als der untere Ast der tropischen HADLEY-Zirkulation angesehen werden. Jedoch ist ihre detaillierte Struktur sicherlich einer verfeinerten dreidimensionalen Struktur der HADLEY-Zelle rund um die Erde angepaßt und die Zelle in Abb. 5.1 ist nur das zonale Mittelergebnis derselben.

Abb. 7.7 zeigt das bekannte zusammenfassende Bild der Passate der tropischen Breiten der Erde im Winter (oben) und im Sommer (unten) der Nordhalbkugel, wobei auch im Indischen Sektor des Bildes der Monsunwechsel von NE-Monsun (trockener, kühler) im Winter zum SW-Monsun (feucht und niederschlagsreich, wärmer) im Sommer enthalten ist. In diesem Bild sind die Hauptäste des Passates in jeder Halbkugel deutlich erkennbar. Sie beginnen in bestimmten Wurzelregionen an der Ostflanke der meist über den Meeren gelegenen großen subtropischen Hochdruckzellen, und sie dehnen dann ihren Einflußbereich in Nord- und Südhalbkugel äquatorwärts aus, wobei in der Nordhalbkugel wegen der Wirkung der CORIOLIS-Kraft zuerst NE-Winde (in der Südhalbkugel SE-Winde) wehen, die gegen den Äquator hin in ENE- bis E-Winde (bzw. ESE- bis E-Winde) übergehen. In Äquatornähe treffen die Passatströmungen jeder Halbkugel bei stark verringerter Intensität aufeinander (*Calmen, Doldrums*), und hier bildet sich zwischen ihnen die *intertropische Konvergenzzone* aus (siehe gestrichelte Linien in Abb. 7.7). Sie zeichnet sich durch starke Bewölkung, meist hochreichend-konvektiver Art und Intensiv-Regen aus, was auf starke vertikale Hebung der Luft innerhalb lokal zusammengeballter und sich ständig aufwärts entwickelnder Wolkentürme (*cloud clusters*) schließen läßt.

Jahreszeitlich betrachtet (siehe Abb. 7.7) verschiebt sich die intertropische Konvergenz relativ zum geographischen Äquator hin und her, verbleibt aber im Sommer und teilweise auch im Winter nördlich des Äquators in der Nordhalbkugel (Übergreifen der starken SE-Passate der Süd- auf die Nordhalbkugel).

Vertikal aufwärts erreicht die Passatströmung in 1 km Höhe (nahe der 900 mb-Fläche) und in ca. 11° bis 15° N ihr Maximum (ca. 6 bis 7 m/sec), während sie in Erd-

bodennähe wegen der bremsenden Wirkung der Unterlage nur 3 bis 5 m/sec aufweist. Wie man der Abb. 7.7 entnehmen kann, läuft der Passat mit der Ausnahme von Afrika und Australien überwiegend über den tropischen Meeren ab, welche eine leicht wärmere Wassertemperatur als die darüber hinströmende Passatluff besitzen. Starke vertikale Vermischungsprozesse kleinskalig-turbulenter Art übertragen praktisch über allen tropischen Meeren Wasserdampf (Verdunstung) und sensible Wärme von der Erdoberfläche in die Atmosphäre darüber und halten dort eine Grundschicht mit nahezu trocken-adiabatischem Temperaturgradienten und relativen Feuchten > 70 bis 80% aufrecht (wohl-durchmischte Schicht unterhalb der Passatwolken mit Wasserdampfanreicherung). Im oberen Bereich dieser Schicht wird der vertikale Temperaturgradient instabil $> 1^{\circ}\text{C}/1000\text{ m}$, und es setzt oberhalb des Konvektions-Kondensationsniveaus (ca. 600 m über Grund) Wolkenbildung ein (Wolkenschicht erfüllt mit 1 bis 3 km hohen Passat-Cumuli von mäßiger horizontaler Ausdehnung und einer etwa halbstündigen Lebenszeit). Sukzessives Eindringen, Abreißen und Verdunstung der Wolkenspitzen vermitteln einen visuellen Eindruck von der kontinuierlichen Wasserdampfübertragung aus der Sub-Wolkenschicht in diese obere Wolkenschicht hinein, aber wegen ihrer begrenzten Höhe können solche am Erdboden gewonnenen Eigenschaften nur durch eine dünne Schicht aufwärts geführt werden, weil sie nach oben hin durch die Passatinversion limitiert ist, die daher auch mit einem un stetigen scharfen Feuchteabfall parallel geht. Darüber findet sich der absinkende trockene Ast der HADLEY-Zelle.

Die Wasserdampf (Treibstoff)-Anreicherung in der Passatschicht, sein Abtransport gegen den Äquator hin durch die stetigen Passatwinde und die starke endgültige Anhebung und Ausregnung innerhalb der Wolkentürme der Intertropischen Konvergenz (Verbrennung des Treibstoffes) stellen einen enorm wichtigen Antriebsmotor für die Wärmekraftmaschine der Allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre dar.

Mehr Details können hier nicht präsentiert werden. Die wichtige Rolle der Passate für die Energetik der Atmosphäre sind dem nächsten PROMET-Heft vorbehalten. Der Passat mit seiner Stetigkeit von ca. 80% kann nicht zu den Störungen gezählt werden. Sicherlich ist er zeitweilig in gewissen Zeitabschnitten störungsanfällig. Aber als im wesentlichen zeitunabhängiges Phänomen (bis auf jahreszeitliche Erstreckungs- und Intensitätsunterschiede) gehört er zum zeitlichen mittleren Bild der Atmosphärischen Zirkulation. Warum gibt es den Passat überhaupt? Diese Frage hat Generationen von Meteorologen beschäftigt, aber sie ist nicht so leicht und eindeutig beantwortbar. Auf jeden Fall hängt, wie man theoretisch zeigen kann, der Passat, oder die gesamte mittlere Meridionalzirkulation intim mit dem meridionalen Transport von absolutem Drehmoment zusammen, d. h. mit den Störungen größer-skaliger Art, so daß er auch als Folge dieses Grob-austausches angesehen werden kann (siehe dazu einige Diskussionsbeiträge in E. LORENZ (1967): *The nature and theory of the General Circulation*, WMO).

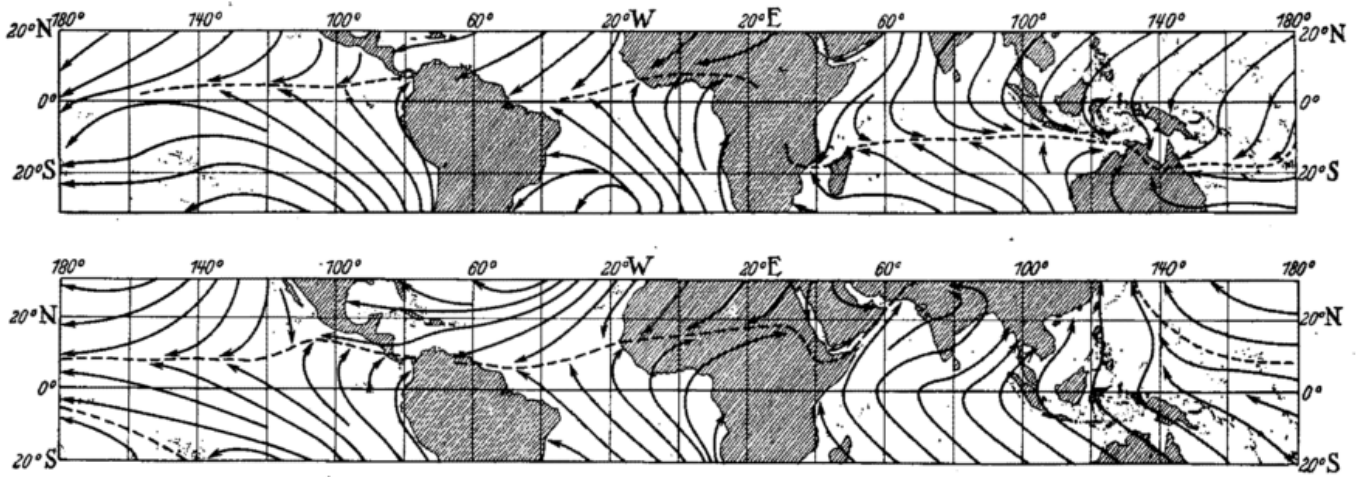


Abb. 7.7
Die Passate des indischen Monsun-Systems (Stromliniendarstellung)
(gestrichelt: Intertropische Konvergenz)

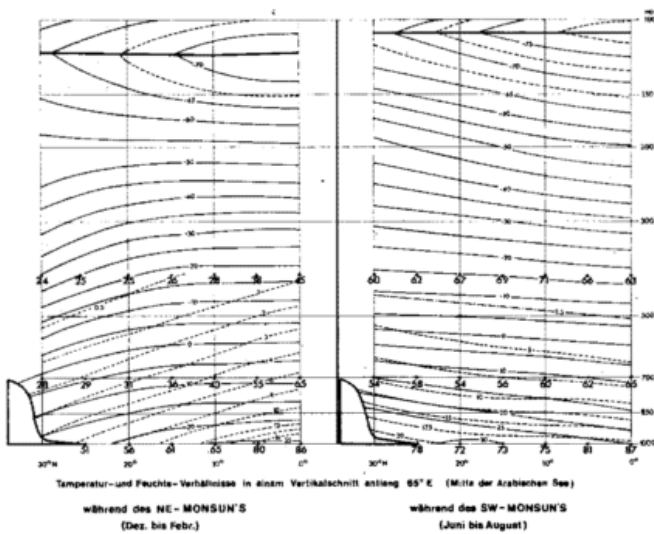


Abb. 7.8
Der Indische NE- und SW-Monsun
(volle Linien: Isothermen ($^{\circ}\text{C}$), gestrichelte Linien: Linien max. spez. Feuchte (g/kg), größere Zahlen: rel. Feuchte ($\%$))

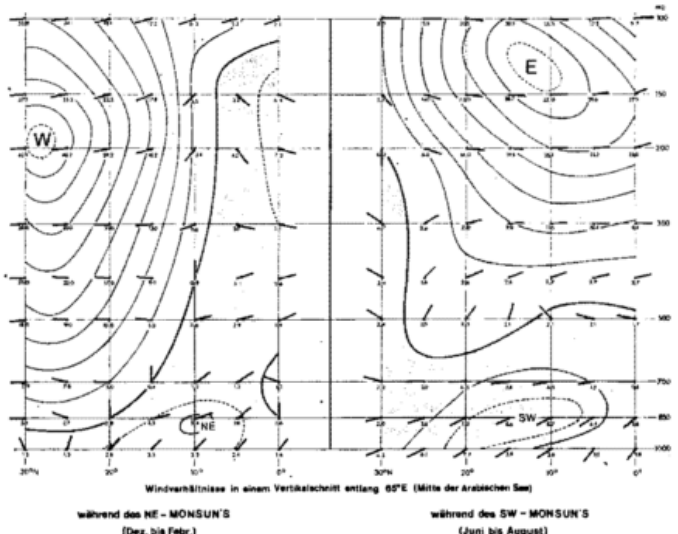


Abb. 7.9
Die Windverhältnisse während des NE- und SW-Monsuns

Etwas verschieden verhält es sich mit dem *Asiatischen Winter- und Sommermonsun*. Hier hat man es sicherlich mit einem Phänomen zu tun, welches nur bei Mittelung über das Winter- oder Sommer-Quartal in Mittelkarten repräsentiert ist und im Frühlings- bzw. Herbst-Quartal schwach entwickelt ist oder gänzlich fehlt. Es wird aber doch als der Allgemeinen Zirkulation zugehörig eingruppiert.

Abgesehen von Feinheiten, die dem Detailstudium entstammen, ist wohl unbestritten die jahreszeitlich unterschiedliche Heizung der großen Landmasse Asiens im Winter und Sommer im Gegensatz zum thermischen Verhalten des im Süden angrenzenden Indischen Ozeans als die antreibende Ursache für den Asiatischen Monsun anzusehen, ähnlich wie es bei kleiner-dimensionierten solchen thermisch angeregten Zirkulationsrädern, wie Land- und Seewind an Küsten, Berg- und Talwind im Gebirge mit Tagesrhythmus, der Fall ist.

Wie Abb. 7.7 deutlich zeigt, fließt im Winter mit einer CORIOLIS-Ablenkung nach rechts der NE-Monsun vom Asiatischen Hochdruck südwärts und wird bei Überschreiten des Äquators durch die Änderung der Beeinflussung durch die CORIOLIS-Kraft nach links (nach SE) umgelenkt.

Wie Abb. 7.9 (linkes Bild) zeigt, ist dieser NE-Monsun (siehe die Windpfeile) eine flache Erscheinung (ca. 3 bis 5 m/sec), (das Bild betrifft einen Vertikalschnitt entlang dem Meridian 65°E in der Mitte der Arabischen See im Norden begrenzt durch die Himalajas). Weiter zeigt dieses Bild im Norden etwas oberhalb der 200 mb-Fläche den Subtropenjet ($> 42 \text{ m/sec}$) über Nordindien südlich des Gebirges bei 29°N im Winter. Abb. 7.8 (linkes Bild) präsentiert das entsprechende Temperaturfeld mit dem starken Abfall der Temperatur nach Norden hin (Subtropenfront) und der relativen Trockenheit der

Luft (siehe geneigte Linien der spezifischen Feuchte oder die relative Feuchte als große Zahlenangaben). Erst in Äquatornähe wird in Bodennähe 80 bis 86% relative Feuchte erreicht.

Abb. 7.9 (rechtes Bild) enthält den sommerlichen SW-Monsun, der in ca. 1500 m Höhe (850 mb) und zwischen 10° und 20°N mit ca. 9 m/sec maximale Intensität aufweist. Aus Abb. 7.7 ersieht man entsprechend die aus dem SE-Passat der Südhalbkugel entstammende, am Äquator umgelenkte SW-Monsunströmung, welche sich bis 500 mb aufwärts erstreckt und zum sommerlichen Hitzetief über Südasien mit Kern über W-Pakistan gerichtet ist. Das entsprechende Temperatur- und Feuchtefeld zeigt Abb. 7.8 (rechtes Bild). Jetzt nimmt die Temperatur gegen Norden hin in allen troposphärischen Höhen deutlich zu, und die Linien gleicher spezifischer Feuchte sind ebenfalls nach Norden hin aufwärts geneigt. Die relativen Feuchteangaben beweisen, daß der SW-Monsun bis zum Südrand der Himalajas feucht ist und auch in größerer Höhe (400 mb, 7 km) nochmals hohe relative Feuchte innehat (60 bis 70%), was auf vertikal-konvektiven Feuchtetransport hinweist.

Oberhalb von ca. 500 mb überdeckt eine starke jet-artige Ostströmung über 10°N (> 32.5 m/sec) die SW-Mon-

sunströmung in der unteren Troposphäre (siehe auch Abb. 7.4).

Die im Abschnitt über die stehenden Störungen aufgeführten Eigenheiten dienen dazu, das Klima einer bestimmten Lokalität von dem einer anderen in derselben Breite zu unterscheiden. Sie würden in einer idealisierten Atmosphäre ohne geographische Unterschiede in verschiedenen Längengraden nicht vorhanden sein.

Im allgemeinen gibt es in Bodennähe eine Tendenz für hohen Luftdruck mit antizyklonischer Zirkulation und für tiefen Luftdruck mit zyklonischer über den Ozeanen im Winter, mit der Ausnahme sehr niedriger Breiten. Das Umgekehrte stellt sich im Sommer ein, mit der Ausnahme sehr hoher Breiten. Diese Neigung findet ihre deutliche Bestätigung durch den Asiatischen Winter- und Sommer-Monsun, der eng mit der Ausbildung einer intensiven und ausgedehnten Winterantizyklone über Mittel- und Nord-Asien und einer gleich ausgedehnten sommerlichen Zyklone zentriert über Südasien gekoppelt ist. Das große winterliche Island- und Aleutentief paßt ebenfalls in dieses Bild. In der Südhemisphäre zeigt sich eine solche Tendenz in gleicher Weise. Aber da dort die Kontinente weniger Fläche einnehmen, ist sie viel weniger effektiv.

8

Die Störungen innerhalb der Allgemeinen Zirkulation

Abschließende kurzgehaltene Betrachtungen über die fortschreitenden Störungen in der troposphärischen Westwind- und Ostwinddrift und auch in der unteren Stratosphäre sollen das Bild der Allgemeinen Zirkulation abrunden. Diese Störungen sind ein *integrierender Bestandteil* derselben, und ihre energetische Funktion ist überragend wichtig. Daher wird sich das übernächste PROMET-Heft (4'76), das über die Energetik der Allgemeinen Zirkulation berichten soll, sehr mit der Rolle dieser Störungen befassen müssen. (Siehe das 4. Glied in der Gleichung [3.3]).

Innerhalb der *troposphärischen Westwinddrift* hat man es mit der gesamten Wetterunruhe zu tun, die Gegenstand der ständigen Betrachtung und Bearbeitung in den Wetterdiensten der Länder in mittleren und höheren Breiten ist, und Aufgabe dieser Dienste ist es, Vorhersagen dieser großturbulenten Störbewegungen für kurzfristige Zeitintervalle von 1 bis 3 Tagen Dauer zu erstellen.

Im wesentlichen sind dies Wellen von 3 bis 8×10^3 km Wellenlänge, meist 3 bis 6 Wellen pro Breitenkreis, die vorzugsweise ostwärts fortschreiten, aber gelegentlich auch stationär oder retrograd werden, also westwärts wandern können. (*Obere lange Wellen* (*upper long waves*), bekannt als *ROSSBY-Wellen*). Solche Wellen können auch ihre Amplitude vergrößern und dabei ihre

Wellenform verlieren. Das Resultat eines solchen instabilen Verhaltens ist die Ausbildung größerer Mäander in der allgemeinen Auslegung der Westwinddrift mit schließlicher Ausstoßung kalter zyklonischer Wirbel nach Süden und warmer antizyklonischer Wirbel nach Norden (*cut-off lows*). Bei diesem dreidimensional vor sich gehenden Prozeß lösen sich dann Kaltluftdome von ihren polaren Quellenmassen und verlagern sich mit Verbreiterung ihrer Basisfläche und mit generellem Absinken im Innern südwärts. Als Gegenkomponente werden in den Rückenregionen solcher Mäander großflächige warme Luftkörper gehoben und als antizyklonal rotierende schalenartige Gebilde nordwärts verfrachtet. Dies bedeutet natürlich einen großturbulenten Luftmassenaustausch in meridionaler Richtung. Wenn sich mehrere solche Instabilitätsprozesse nacheinander vollziehen, dann bildet sich in speziellen Regionen manchmal eine großflächige, im Innern warme und hochreichende Antizyklone, die als sogenannte *Blockierung* (*blocking*) der Westwinddrift angesprochen wird, da sie die West-Ost-Richtung derselben erheblich abändert und den Strom zum antizyklonalen Umströmen zwingt.

Diese großzügigen Strömungsformen (*Tröge und Rücken der ROSSBY-Wellen* sowie *zeitweilige starke Verschleifungen*), die auf allen troposphärischen Höhenkarten als fortschreitende Phänomene sich dem langzeitlichen mitt-

leren und stehenden Bewegungsfeld überlagern, haben ihre intensivste Ausbildung in der 300 bzw. 200 mb-Fläche. Solche Karten zeigen auch innerhalb solcher Wellenformen scharfgebündelte Konzentrationen der geopotentiellen Höhenlinien oder Strahlstrom-artige Windkonzentrationen (*Polarer und Subtropen-Jet*).

Aus dynamischen Zwangsgründen sind dieselben mit im Raum geneigten Frontalzonen gekoppelt (*thermische Windgleichung*), welche sich im Raum zeitlich rasch verlagern und dabei ihre Neigung im Raum sehr verändern können.

Die an den *Polaren Jet* gebundene *Polarfront* als trennende Frontalfläche zwischen der kalten Polarluft und der wärmeren Mischluft der gemäßigten Breiten zog bald das volle Interesse der Meteorologen auf sich, da sich an dieser Trennfläche in nimmer endender Weise die als klassisch zu bezeichnende Lebensgeschichte der extratropischen Zyklonen (*Initial-Wellenstörung, Idealzyklone, okkludierte hochreichende Wirbelzyklone*) und schließlich das Vergehen der extratropischen Zyklonen vollzieht. Diese Störungen von wesentlich kürzerer Wellenlänge entwickeln sich meist unterhalb eines geradlinigen Teils der oberen Westwinddrift (nicht notwendigerweise W-E gerichtet, meist aber im östlichen Bereich eines langen oberen Wellentrog an der geneigten Polarfrontfläche). Mit der Fortentwicklung der Initialwelle und ihrem Anwachsen zur zyklonischen idealen Wirbelstörung deformiert die untere Störung auch den oberen gradlinigen Strom und prägt ihm eine Wellenstörung kürzerer Wellenlänge auf, die sich den längeren ROSSBY-Wellen überlagert (*zusammengesetztes Zyklonenmodell nach J. BJERKNES/HOLMBOE*). Mit dem Anwachsen zur starken Wirbelzyklone können solche kürzeren Wellen das allgemeine ROSSBY-Wellenbild drastisch abwandeln und selbst zur dominierenden Wellenerscheinung werden.

Meist entwickeln sich in Aufeinanderfolge an der Ostflanke jedes ROSSBY-Wellentrog eine Reihe von Einzelzyklonen (*Zyklonenfamilien*), meist 2 bis 4 Einzelglieder, wobei am Ende einer solchen Serie die Polare Kaltluft in der Rückseite des letzten Gliedes oft bis in die subtropischen Breiten südwärts ausfließen kann. Die Zugrichtung solcher Zyklonenserien wird maßgeblich durch die größer dimensionierte Form der oberen langen Wellen bestimmt (*Steuerung*).

Innerhalb der *troposphärischen Ostwinddrift*, welche auf die subtropischen und tropischen Breiten beschränkt ist, sind die Störungen und Strömungsgegebenheiten gänzlich anderer Art. Tropisches Wetter ist in großem Maße ein konvektives. Die synoptischen Störungen, welche in starkem Maße mit konvektiven kleinereisigen Störungen durchsetzt sind, wurden durch das nicht genügend dichte Netz von Stationen nur bruchstückweise erfaßt. Satellitenbeobachtungen änderten diese Situation radikal und haben in den letzten Jahren zur Klärung vieler Unklarheiten hinsichtlich tropischer Störungssysteme, die das tropische dünne Stationsnetz nicht aufzulösen imstande war, beigetragen.

Irreguläre Fluktuationen charakterisieren die Ostwinddrift. Von den weniger störungsanfälligen Passat- und

Monsunwinden ist bereits gesprochen worden. Daneben existieren in dieser Zone Wellenstörungen, die von Osten nach Westen eingebettet in einen östlichen Grundstrom wandern, welcher zumindest 6 bis 8 km hochreichend sein soll. Sie sind auf spezielle geographische Längenintervalle (meist ozeanische Bereiche südlich und westlich der großen subtropischen Hochdruckzellen beschränkt). Die Wellenlänge beträgt ca. $1.5 \text{ bis } 3 \times 10^3$ km und ihre Stromlinienamplituden etwa 2° Breite mit Fortpflanzungsgeschwindigkeiten bei 5 bis 6 m/sec (18 bis 22 km/Std.). Die wohl bemerkenswerteste Eigenheit ist, daß diese *Wellen aus Ost (easterly waves)* den Wellentrog im Norden haben. Untere Konvergenz westlich des Wellentrog mit Hebung der Luft führt dort und in der Nähe des Troges zu heftiger Konvektion und konvektiven Schauern. Gegen die westlichen Regionen der großen Ozeane hin, können solche Wellen auch instabil werden und nach einer Amplitudenvergrößerung in Wirbelstörungen übergehen.

Daneben kann man drei sehr unterschiedliche Arten von zyklonischen Wirbelstörungen nennen, welche innerhalb des tropischen Breitenbereichs beachtliche Größe und Intensität erreichen. Die am häufigsten auftretende Art ist die sogenannte „*tropische Zyklone*“ (*tropical cyclone*) mit warmem Kern, da in ihrem Innern eine starke Freigabe von latenter Wärme erfolgt. Sie sind meist in einen barotrop geschichteten Grundstrom eingebettet. Zweitens gibt es die „*subtropische Zyklone*“ mit kaltem Kernbereich, die in gewisser Hinsicht den extra-tropischen Zyklonen ähnlich ist und sich oft aus Verschleifungen der Westwinddrift heraus als cut-off-Zyklone entwickeln. Die dritte Art ist nur dort möglich, wo Westwinde in den unteren von Ostwinden in den oberen Troposphärenschichten überlagert sind (siehe Sommer in Indien, Abb. 7.9). Sie stellt eine Wirbelstörung in einem baroklinen Strom dar.

Was die höheren troposphärischen Schichten betrifft, so ist im Winter, wie schon ausgeführt, der Luftstrom durch die Westwinddrift dominiert, die sich bis zu sehr niedrigen Breiten erstreckt. Die oberen Wellen vom ROSSBY-Typus erfassen daher im Winter mit südwärts ausgreifenden Trögen den niederen Breitenbereich. Dies gilt auch für die Südhemisphäre (Winter, Juni bis August).

Im Sommer ist das hochtroposphärische Stromfeld durch den östlichen Jet in der einen Hälfte der Hemisphäre dominiert, der große Stetigkeit besitzt und nur eine mäßige westwärts fortschreitende Wellenfolge überlagert hat. Die andere Hemisphärenhälfte zeigt eine große sommerliche Unstetigkeit und Wirbelanfälligkeit (zyklonisch und antizyklonisch).

Tropische Störungen entwickeln sich manchmal zu *intensiven tropischen Wirbelzyklonen* (*Hurrikane* im Atlantik und Ostpazifik, *Taifune* im Westpazifik). Sie entwickeln sich nur über den Ozeanen und nur in Gebieten, wo die Baroklinität des Grundstromes schwach ist. Auch sind sie auf bestimmte ozeanische Bereiche beschränkt, und ihr Auftreten zeigt Häufungen in bestimmten Jahreszeiten. Ihre mittlere Zahl als globales Mittel beträgt etwa 50 pro Jahr. Näher kann hier nicht Bezug genommen werden (siehe in dieser Hinsicht E. PALMÉN

und C. W. NEWTON (1969): Atmospheric Circulation Systems, chapter 15).

Vom energetischen Gesichtspunkt aus betrachtet erweisen sich die ROSSBY-Wellen und die extratropischen Zyklonen und Antizyklonen als fortschreitende, teilweise instabile Störungen innerhalb der baroklinen Westwinddrift als die wichtigsten.

Innerhalb der *unteren Stratosphäre* sind sowohl Wellen als auch andere Störungen zu nennen. Genau wie in der Troposphäre sind dem winterlichen planetarischen Westwindwirbel fortschreitende planetarische Wellenstörungen überlagert. Sie sind nicht streng in Phase mit den tropischen ROSSBY-Wellen. Im Sommer treten keine oder nur geringe Wellenbewegungen in Erscheinung, die den zonal ausgerichteten Ostwindwirbel kaum beeinflussen.

Die oben als „andere“ Störungen bezeichneten Vorgänge sind:

- (a) eine „6 Monate“ umfassende Oszillation in niedriger Breite,
- (b) die „26 Monate“ umfassende Oszillation, die ebenfalls in niedriger Breite markant auftritt,
- (c) kleiner-skalige Phänomene mit Einschluß von Gravitationswellen,
- (d) Gezeitenwellen.

Der jährliche Zyklus im Zonalwind ist in Äquatornähe klein, nimmt aber rapid mit der Breite zu. Ein sechsmonatlicher Zyklus ist jedoch am Äquator am größten, und in 30 °N ist seine Amplitude nur mehr halb so groß. Es existiert auch eine korrespondierende Schwankung halbjährlicher Art in der Temperatur. In beiden treten die maximalen Werte kurz nach den Tag- und Nachtgleichen in Erscheinung.

Die 26 Monate umfassende Oszillation wurde in den frühen 50iger Jahren als eine reguläre Alternation zwischen Ost- und Westwinden in den Aufstiegen der Tropen entdeckt. Maximale Amplituden treten zwischen 25 und 30 km auf, und die Schwingung wird in der zonalen Windkomponente beobachtet (ca. 15 m/sec Westwind, gefolgt bei etwa 25 m/sec Ostwind nach etwas mehr als einem Jahr). Die letzten beiden Vorgänge (c) und (d) brauchen hier nicht behandelt zu werden.

Obwohl bei weitem nicht vollständig, so doch in ihren wichtigsten Teilgliedern genannt, charakterisiert das Vorstehende die in der Allgemeinen Zirkulation enthaltenen Störungsarten.

Ein Phänomen soll nun noch als Letztes angesprochen werden. Diese Schwankungs- oder Störungsvorgänge betreffen das Glied (3) in der Zerlegung [3.3] des Bewegungsfeldes \bar{v}' , siehe Gleichung [3.3], welches als fortschreitende zonale und meridionale Zirkulation angesprochen wurde.

Man beobachtet nämlich in der zeitlichen Abfolge von troposphärischen Karten Schwankungsvorgänge großflächiger Art (mindestens 120 Längengrade umfassend), welche den großzügigen Strömungstypus betreffen. Wenn die zonalen troposphärischen Westwinde nicht nur schwächer sind als im langzeitlichen Mittel, sondern auch weiter gegen den Äquator verlagert erscheinen, so spricht man von einer *Situation mit niedrigem Index (low index situation)*. Dann müssen gleichzeitig die Nord- bzw. Südkomponenten des Windes gewöhnlich gut entwickelt sein (starke Mäandrierungen der Westwinddrift gegenwärtig sein). Wenn dagegen die Westwinde in einem so großen Bereich übernormal und gegen den Pol verlagert erscheinen (zonale Ausrichtung des Stromes, wenig Mäandrierung, höchstens einige im Süden vorhandene Wirbel innerhalb meist gut entwickeltem Hochdruck), dann spricht man von einer *Situation mit einem hohen Index (high index situation)*. Sukzessive Maxima und Minima des sogenannten „zonalen Index“ treten in Intervallen von 2 Wochen bis 2 Monaten in Erscheinung, aber diese Intervalle sind nicht so einförmig im Index, als daß man von irgendeiner regulären Periodizität sprechen könnte.

„Zonaler Index“ heißt jenes mittlere meridionale Windprofil des Zonalwindes, das sich bei Mittelbildung über mindestens 120 Längengrade (ein Drittel des Erdumfangs) für einen Tag ergibt, und dessen Intensität und dessen Schwankung mit der Breite in einem [Zeit-Breiten]-Diagramm als Fundamentalgröße zum Zwecke längerfristiger Vorhersagen verwendet wurde (Definition: ROSSBY (1939); Anwendung: speziell RIEHL u. Mitarbeiter u.a.m. (1951 u. folgende)).

Am Ende dieses Heftes darf ich nochmals betonen, daß das Gebotene eine gedrängte Übersicht bietet, als Anregung dienen soll und keinesfalls komplett alles das wiedergeben kann, was im Feld der Allgemeinen Zirkulation rein von der Beobachtung her beschreibbar ist. Energetik derselben und Prozesse für die Aufrechterhaltung des Systems sind einem weiteren PROMET-Heft vorbehalten.

Ankündigung

Elftes Internationales Symposium

"on Mathematical Geophysics"

18.—27. 8. 1976 im Lufthansa Training
Centre, Seeheim/Odenwald

Hauptthemen:

- Geophysical model building —
deterministic and stochastic
- Geophysical scattering processes
- Processing and analysis of large
amount of data

Näheres durch den Veranstalter:

Prof. Karl Fuchs

Geophysikalisches Institut

Universität Karlsruhe

Hertz-Straße 16

D-7500 Karlsruhe/Baden

Anschriften der Autoren

Prof. Dr. Fr. Defant

Institut für Meereskunde an der Universität Kiel

Abteilung Maritime Meteorologie

Düsternbrooker Weg 20

2300 Kiel

Bisher wurden folgende Themen in **promet** behandelt:

Jg. 1, H. 1/2'71	Mikro- und Makroturbulenz
Jg. 2, H. 1'72	Numerische Vorhersage
2'72	Satellitenmeteorologie I
3'72	Satellitenmeteorologie II
4'72	Wolkenphysik
Jg. 3, H. 1'73	Das Barotrope Modell
2'73	Geschichte der meteorologischen Strahlungsforschung
3'73	Meßtechnik und Automation
4'73	Technoklimatologie
Jg. 4, H. 1'74	Die Grenzschicht der Atmosphäre
2'74	Medizinmeteorologie
3'74	Instrumente und Methoden
4'74	Vorhersageprüfung
Jg. 5, H. 1'75	Agrarmeteorologie heute
2'75	Die chemische Zusammensetzung der unteren Atmosphäre. I. Die Gase
3'75	Die chemische Zusammensetzung der unteren Atmosphäre II. Die Aerosole
4'75	GATE, Das tropische Experiment des Global Atmospheric Research Programme
Jg. 6, H. 1'76	GATE, Das tropische Experiment des Global Atmospheric Research Programme

Manuskriptsendungen werden erbeten an

Hauptschriftleitung „promet“

Herrn Dipl.-Ing. A. Hofmann

Theodor-Storm-Str. 35

6380 Bad Homburg

oder

Deutscher Wetterdienst

— Zentralamt —

Frankfurter Straße 135

6050 Offenbach (Main)