

Satelliten- und Synoptische Meteorologie  
Vorlesungsskript

Lutz Lesch

Freie Universität Berlin  
Institut für Meteorologie  
Carl-Heinrich-Becker-Weg 6-10  
12165 Berlin

Sommersemester 2004

Das Ziel dieser Vorlesung ist, die dreidimensionalen Wetterprozesse *disziplinübergreifend* mittels der Satelliten -, Synoptischen - und Theoretischen Meteorologie zu beschreiben und zu ergründen. In ihrem synoptischen und theoretischen Teil folgt der Veranstaltungsinhalt überwiegend den Ausführungen von [1, *Kurz*, 1990]; aus diesem Grunde ist dieses Script nur vorlesungsintern gedacht und darf, auch auszugsweise, keinesfalls vervielfältigt oder Dritten vervielfältigt zugänglich gemacht werden. Der Prämisse der Lehrveranstaltung entsprechend erfolgte allerdings eine Restrukturierung der Themenkreise unter Ausgrenzung noch weiterführender Kapitel.

Inhaltlich orientiert sich die Vorlesung am zur Verfügung stehenden Zeitfenster, weshalb das Script keinesfalls als abgeschlossen betrachtet werden darf. Ergänzungen und Korrekturen bleiben deshalb künftigen Lehrveranstaltungen bzw. Seminaren vorbehalten.

Ziel ist weiterhin die Endfassung einheitlich in englischer Sprache herauszugeben.

Das Skript insgesamt ist redaktionell als noch nicht abgeschlossenen zu betrachten und unterliegt deshalb zukünftig weiteren Überarbeitungen und Ergänzungen.

Die Inkonsistenz der Darstellung von Vektoren (fettgedruckt bzw. normal mit nach rechtsorientiertem Pfeil als *overline*) ist noch nicht vollständig zur einheitlichen Fettschrift umgestellt.

1. Fassung:	7. November 2000
2. Fassung:	23. April 2001
3. Fassung:	23. Oktober 2001
4. Fassung:	17. November 2002
5. Fassung:	7. Mai 2003
6. Fassung:	26. Juni 2003
7. Fassung:	26. April 2004
Eighth Printing: Release 8.1	26. July 2005





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Größenordnung der synoptischen Systeme</b>	<b>7</b>
1.1	Längen- und Zeitscales . . . . .	7
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>11</b>
2.1	Gleichungen der Thermodynamik . . . . .	11
2.2	Die Bewegungsgleichungen . . . . .	12
2.3	Hydrostatisches Gleichgewicht . . . . .	12
<b>3</b>	<b>Meteorologische Satellitensysteme</b>	<b>15</b>
3.1	Systeme und Produkte . . . . .	15
3.2	Bodenkenngrößen und Verifikation . . . . .	16
3.3	Qualität von Satellitenprodukten . . . . .	17
3.4	Satellitendaten und numerische Wettervorhersage . . . . .	17
3.5	Satellitendaten in der numerischen Analyse . . . . .	19
<b>4</b>	<b>Die Wetterlage vom 29. bis 31. Oktober 2000</b>	<b>23</b>
<b>5</b>	<b>Der (Polarfront-) Jetstream</b>	<b>35</b>
5.1	Definition . . . . .	35
5.2	Erscheinungsform . . . . .	35
5.3	Horizontale und vertikale Windscherung . . . . .	39
5.4	Verlauf der Jetachse . . . . .	39
5.5	Ageostrophische Windkomponenten . . . . .	41
5.5.1	Analysen im Gitternetz des Europa-Modelles (EM, DWD) . . . . .	48
<b>6</b>	<b>Modelle für Zyкло- und Antizyklognese</b>	<b>55</b>
6.1	Mechanismus der Druckänderungen . . . . .	55
6.2	Zyklonen- und Antizyklonenmodelle . . . . .	58
6.3	Rotation (Vorticity) . . . . .	60
6.3.1	Bestimmung der Vorticity . . . . .	62
6.3.2	Die Vorticitygleichung . . . . .	63
6.4	Zusatzeffekte . . . . .	67
6.4.1	Orographie . . . . .	67
6.5	NOAA-Bilder vom 5. bis 7. Oktober 1990 . . . . .	68
<b>7</b>	<b>2-dim. Vergenzanalysen (Beispiele)</b>	<b>71</b>
<b>8</b>	<b>Quasigeostrophische Diagnostik</b>	<b>79</b>
8.1	Der Druck als vertikale Koordinate . . . . .	79
8.2	Temperatur- und Potentialänderung . . . . .	80
8.3	Vorticity- und Potentialänderung . . . . .	81
8.4	Die <i>Omega</i> - Gleichung . . . . .	82

<b>9 Frontogenese und Frontolyse</b>	<b>85</b>
9.1 Allgemeine Aspekte . . . . .	85
9.2 Eigenschaften des horizontalen Stromfeldes . . . . .	86
9.3 Translation . . . . .	87
9.4 Deformation . . . . .	87
9.5 Divergenz . . . . .	89
9.6 Frontogenese, Frontolyse und Stromfeld . . . . .	91
<b>10 Fronten und Frontalzonen</b>	<b>93</b>
10.1 Gleichgewichtsbedingungen an Frontflächen . . . . .	93
10.2 Gleichgewichtsbedingungen an Frontalzonen . . . . .	96
10.3 Die Struktur der Polarfront . . . . .	98
10.4 Klassifikation der Bodenfronten: Frontverlagerung . . . . .	100
10.5 Erscheinungsform der Fronten . . . . .	101
<b>11 Gebietsniederschlag aus Vertikalsondierungen</b>	<b>111</b>
11.0.1 Die Wetterlagen vom 13. Mai 2003 und 23. Juni 2003 (PM) . . . . .	119
11.1 Konventioneller Gebietsniederschlag . . . . .	127
<b>12 The North Atlantic / Arctic Oscillations</b>	<b>133</b>
<b>13 Wolkenklassifikationen</b>	<b>139</b>
<b>14 Der Vegetationsindex</b>	<b>141</b>
<b>15 Glossar - Symbolverzeichnis</b>	<b>143</b>
<b>16 Anhang zur Satellitenmeteorologie</b>	<b>147</b>
16.1 METEOSAT -Europas Wettersatellitenprogramm . . . . .	147
16.2 EUMETSAT - Europas Wettersatellitenorganisation . . . . .	147
16.3 Das System der internationalen Wettersatelliten . . . . .	147
16.4 Der Aufbau von METEOSAT . . . . .	148
16.5 Betrieb von METEOSAT . . . . .	148
16.6 Aufgaben von METEOSAT . . . . .	148
16.7 Praktischer Nutzen der Satellitendaten . . . . .	149
16.8 Zukunft . . . . .	150
16.9 NOAA Bildsequenz vom 6. Oktober 1990 . . . . .	150

# Kapitel 1

## Größenordnung der synoptischen Systeme

### 1.1 Längen- und Zeitscales

Bei der praktischen Anwendung der nachfolgenden Gleichungen stößt man auf Schwierigkeiten, da in ihnen vielfach Terme enthalten sind, die meßtechnisch gar nicht oder nur ungenau erfaßt werden können. Das gilt zum Beispiel in den Beschleunigungstermen in den Bewegungsgleichungen. Um dennoch mit den Gleichungen arbeiten zu können, muß man sie weitestgehend vereinfachen, indem man unbequeme Terme entweder näherungsweise darstellt oder einfach vernachlässigt. Inwieweit das möglich ist, ohne die Aussage der jeweiligen Beziehung zu gefährden, hängt im wesentlichen von der Dimensionierung der betrachteten Phänomene ab.

Zur dimensionsmäßigen Unterscheidung der verschiedenartigen meteorologischen Phänomene und Strukturen wurde das Einteilungsschema der *Scales* geschaffen. Man vergleicht dabei die Zahlenwerte für gewisse charakteristische Parameter wie Länge, Höhe, Periode, Geschwindigkeit usw. Die [8, *WMO*, 1961] benutzt folgende Einteilung (Tab. 1.1):

scale	charakt. Länge	Phänomene
small	< 100 km	Gewitter, lokale Winde, Tornado
meso	100 - 1000 km	Fronten, konvektive Wolkenansammlungen
large (synoptic) planetary	1000 - 5000 km > 5000 km	Tiefdruck- und Hochdruckgebiete lange hochtropo- sphärische Wellen

Tabelle 1.1: WMO Längenskala

Die charakteristische Länge kann bei wellenförmigen Gebilden mit etwa einer halben Wellenlänge gleichgesetzt werden.

Die nächste Skaleneinteilung orientiert sich nach dem Vorschlag von *Orlanski* in [9, *Matthews*, 1984] an den in Tabelle (1.2) genannten Längen (L) - und Zeiteinheiten (t).

scale	Länge $L$	Zeit $t$	Ökosystem
Micro- $\gamma$	$10^{-3} - 10^1$ m		Pflanzenorgan (Blatt)
Micro- $\beta$	$10^1 - 10^2$ m		Organismus (Pflanze)
Micro- $\alpha$	$10^2 - 10^3$ m		Ökosystem (Wald)
Meso- $\gamma/\beta$	$10^3 - 10^5$ m		Landschaft
Meso- $\gamma$	2.5 - 25 km	.1 - 1 h	
Meso- $\beta$	25 - 250 km	1 - 6 h	
Meso- $\alpha$	250 - 2500 km	6 - 36 h	

Tabelle 1.2: *Synoptische* und *ökologische* Längen- und Zeitskala nach *Orlanski* in [9, *Matthews*, 1984]

Ergänzend wird in den Abbildungen 1.1 und 1.2 eine zusätzliche Skala nach [4, *Fortak*, 1971] als Zeit-Längen-Diagramm der charakteristischen Scales für den Ozean und die Atmosphäre vorgestellt.

Die *Synoptische Meteorologie* beschäftigt sich hauptsächlich mit Systemen, die dem *large scale* angehören, so daß für diesen Größenordnungsbereich auch die Bezeichnung *synoptic scale* gebräuchlich ist. Daneben gehören aber auch Phänomene des *meso scale* und des *planetary scale* zum Arbeitsgebiet der Synoptik.

Nachstehend seien nun die wichtigsten charakteristischen Größen für die Dimensionen der synoptischen Systeme tabellarisch aufgeführt:

Parameter	Länge $L$ bzw. Zeit $t$
horizontale Geschwindigkeit	$U \sim 10 \text{ m sec}^{-1}$
Vertikalgeschwindigkeit	$W \sim 10^{-2} \text{ m sec}^{-1}$
Länge	$L \sim 10^6 \text{ m}$
Höhe	$H \sim 10^4 \text{ m}$
Verhältnis Höhe zur Länge	$H/L \sim \frac{1}{100}$
Periode (Zeitskala)	$L/U \sim 10^5 \text{ sec} \sim 1 \text{ Tag}$

Tabelle 1.3: Längen- und Zeitskala nach [1, *Kurz*, 1990]

Die Charakterisierung von Strömungssystemen wird häufig die *Rossby-Zahl* (nach dem schwedischen Meteorologen *C.G. Rossby* benutzt. Sie ist definiert durch das Verhältnis von individueller Beschleunigung zur Trägheitsbeschleunigung, d.h. der Beschleunigung durch die Corioliskraft. Unter der Verwendung der in Tabelle 1.3 aufgelisteten Parameter ergibt sich

$$Ro = \frac{U}{L/U} = \frac{1}{fU} = \frac{U}{fL}. \quad (1.1)$$

Für den *large scale* hat  $Ro$  die Dimension  $10^{-1}$ .

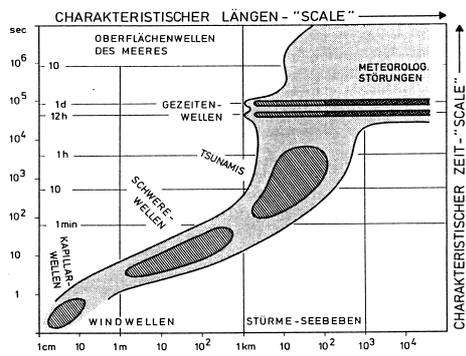


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der charakteristischen Längen- und Zeitscales sowie der energetischen Besetzung für die verschiedenen Typen von Oberflächenwellen des Meeres

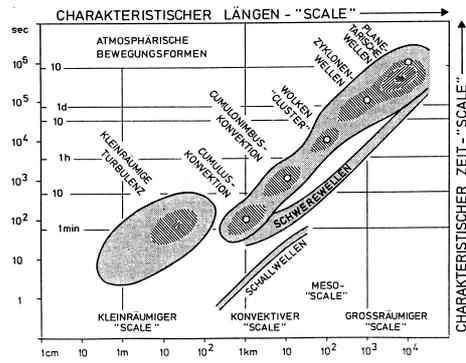


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der charakteristischen Längen- und Zeitscales sowie der energetischen Besetzung für verschiedene besonders wichtige Bewegungsformen und Prozesse innerhalb der Atmosphäre. Die kleinen Kreise stellen jeweils die charakteristische Geschwindigkeit in  $10\text{m/sec}$  dar.



# Kapitel 2

## Grundlagen

### 2.1 Gleichungen der Thermodynamik

Die Gasgleichung

$$p\alpha = R_d T \quad (2.1)$$

oder

$$\frac{p}{\rho} = R_d T \quad (2.2)$$

bestimmt den Zustand der Luft als Gasgemisch. Die Gleichung für trockene Luft mit dem Druck  $p$ , dem spezifischen Volumen  $\alpha$ , der Dichte  $\rho$ , der Temperatur  $T$  und der Gaskonstanten  $R_d$ . Bei Anwendung auf ungesättigte feuchte Luft muß  $T$  durch die Virtuelltemperatur  $T_v$  ersetzt werden.

Eine räumliche Anordnung, bei der die Flächen gleichen Druckes (isobare Flächen) die Flächen gleichen spezifischen Volumens (isostere Flächen) schneiden, wird als *baroklin* bezeichnet. Nach der Gasgleichung ist das gleichbedeutend damit, daß auch die Flächen gleicher Dichte und gleicher Temperatur die Druckflächen schneidet. Eine Anordnung, bei der im Gegensatz dazu alle diese Flächen parallel zueinander liegen, wird *barotrop* genannt.

Wird einem Luftpartikel von der Umgebung die Wärmemenge  $dQ$  zugeführt, so wird diese teilweise zur Vergrößerung seiner inneren Energie und teilweise zur Expansionsarbeit gegen den Außendruck verwendet (1. Hauptsatz der Wärmelehre). Für die Masseneinheit gilt

$$dQ = c_v dt + p d\alpha \quad (2.3)$$

oder unter der Verwendung von (2.1)

$$dQ = c_p dT - \alpha dp. \quad (2.4)$$

$c_p$  und  $c_v$  sind die spez. Wärmen bei konstantem Druck bzw. konstantem Volumen.

Die wichtigsten Prozesse, durch die in der Atmosphäre diabatische Wärmeübergänge erfolgen, sind Kondensation, Strahlung und Turbulenz.

Vorgänge, bei denen die Partikel weder Wärme von der Umgebung aufnehmen noch an sie abgeben, werden *adiabatisch* genannt. Mit  $dQ = 0$  ergibt sich dann aus (2.4) und (2.1) die *Poissonsche Gleichung*

$$\frac{T}{T_0} = \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{R_d}{c_p}}, \quad (2.5)$$

durch die die Variationen von Temperatur und Druck während eines adiabatischen Prozesses miteinander verknüpft sind. Setzt man  $p_0 = 1000hPa$ , so liefert (2.5) die Definitionsgleichung der potentiellen Temperatur

$$\Theta = T \left( \frac{1000}{p} \right)^{\frac{R_d}{c_p}}. \quad (2.6)$$

Sie ist eine konservative Größe für adiabatische Vorgänge.

## 2.2 Die Bewegungsgleichungen

Die dreidimensionale Bewegung eines Partikels relativ zur rotierenden Erde wird durch die Bewegungsgleichung beschrieben:

$$\frac{d\mathbf{v}_3}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla_3 p - 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v}_3 + \mathbf{g} + \mathbf{F}_3. \quad (2.7)$$

$\mathbf{v}_3$  ist der dreidimensionale Windvektor,  $-\nabla_3 p$  der dreidimensionale Druckgradient,  $\boldsymbol{\Omega}$  der Vektor der Erdrotation,  $\mathbf{g}$  die effektive Schwerkraft und  $\mathbf{F}_3$  der Vektor der Reibungskraft. Entsprechend dieser Gleichung resultiert die individuelle Beschleunigung des Partikels aus der Wirkung der Druckgradientkraft, der Corioliskraft, der Schwerkraft und der Reibungskraft.

Bei Vernachlässigung einer betragsmäßig kleinen Komponente der Corioliskraft die aus der Wirkung der Vertikalbewegung resultiert, und der Annahme einer reibungsfreien Strömung ergibt sich aus (2.7) die horizontale Bewegungsgleichung für die x-, y-Ebene eines normalen kartesischen Koordinatensystems

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - f \mathbf{k} \times \mathbf{v} \quad (2.8)$$

mit dem Coriolisparameter  $f = 2\boldsymbol{\Omega} \sin \varphi$  und dem vertikalen Einheitsvektor  $\mathbf{k}$ .  $\varphi$  ist die geographische Breite,  $\mathbf{v}$  ist der horizontale Windvektor,  $-\nabla p$  der horizontale Druckgradient.

Für die vertikale Bewegungskomponente  $w$  in Richtung der vertikalen Koordinate  $z$  erhält man bei Vernachlässigung der Vertikalkoordinate

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g. \quad (2.9)$$

Für zahlreiche Untersuchungen ist es günstiger, anstelle des kartesischen ein sogenanntes natürliches Koordinatensystem zu verwenden. Seine horizontalen Koordinaten  $(s, n)$  sind definiert durch die Einheitsvektoren  $\mathbf{t}$  und  $\mathbf{n}$ , wobei  $\mathbf{t}$  an jedem Punkt parallel zur Strömung angeordnet ist und  $\mathbf{n}$  normal dazu verläuft, positiv gezählt nach links, wenn man in Richtung der Strömung blickt.

In diesem System ist der horizontale Windvektor  $\mathbf{v} = V\mathbf{t}$ , wobei  $V = ds/dt$  die Windgeschwindigkeit darstellt. Für die Beschleunigung gilt

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{dV}{dt} \mathbf{t} + V \frac{d\mathbf{t}}{dt}. \quad (2.10)$$

## 2.3 Hydrostatisches Gleichgewicht

Schätzt man mittels der im vorangehenden Kapitel angegebenen Daten die Größe der verschiedenen Terme in den Bewegungsgleichungen ab, so ergibt sich, daß die Beschleunigungen eine oder mehrere Zehnerpotenzen kleiner sind als die wirksamen Kräfte. Das gilt insbesondere für die vertikale Beschleunigung  $dw/dt$  in (2.9), die mit einer Größenordnung von  $10^{-7} \text{msec}^{-2}$  verschwindend gering ist gegenüber den Termen auf der rechten Seite, die die Dimension  $10 \text{msec}^{-2}$  besitzen. Das bedeutet aber, daß im *large scale* eine nahezu vollständige Balance zwischen vertikaler Druckgradientkraft und Schwerkraft vorausgesetzt werden kann. Diese Balance wird als hydrostatisches Gleichgewicht bezeichnet.

Mit  $dw/dt = 0$  resultiert aus (2.9) die statische Grundgleichung

$$dp = -g\rho dz. \quad (2.11)$$

Für praktische Anwendungen dieser Formel ist es nützlich, die Breitenvariation von  $g$  zu eliminieren. Dies geschieht durch die Einführung des Geopotentials  $\Phi$  als neue Variable. Es ist definiert als die Arbeit, die erforderlich ist, um die Einheitsmasse vom Meeresspiegel bis zum Niveau  $z$  zu heben.

$$\phi = \int_0^z g dz \cong g z [m^2 sec^{-2}]. \quad (2.12)$$

Mit dieser neuen Variablen und unter Benutzung der Gasgleichung kann man (2.11) in die Form

$$\frac{d\phi}{dp} = -\frac{1}{\rho} = -\frac{R_d T_v}{p} \quad (2.13)$$

bringen, in der nur noch die Dichte bzw. die Virtuelltemperatur als bestimmender Faktor erscheint.

Für das Geopotential wird neben der Einheit  $[m^2 sec^{-2}]$  in der synoptischen Praxis die Einheit *geopotentiell Meter* verwendet. Es ist definiert durch

$$1 gpm = 9.8 m^2 sec^{-2} a.$$

Für Orte mit  $9.8 m sec^{-2}$  ergibt sich damit eine zahlenmäßige Übereinstimmung zwischen der geometrischen Höhe in  $[m]$  und dem Geopotential in  $[gpm]$ .

Unter der Annahme hydrostatischen Gleichgewichtes in der Umgebung gewinnt man eine Angabe über die Temperaturänderung, die ein adiabatisch bewegtes Teilchen in der Vertikalen erfährt. Aus (— 1.3 —) ergibt sich bei  $dQ = 0$

$$\frac{dT}{dp} = \frac{\alpha}{c_p} = \frac{1}{\rho c_p}.$$

Nach Durchlaufen des Höhenintervalls  $dz$  gilt nach (2.11) für den Umgebungsdruck

$$dp' = -\rho' dz.$$

Da das Druckfeld kontinuierlich sein muß, ist  $dp' = dp$ , woraus folgt

$$-\frac{dT}{dz} = \frac{\rho'}{\rho} \frac{g}{c_p} = \frac{T}{T'} \frac{g}{c_p}$$

Befindet sich das Teilchen in thermischem Gleichgewicht mit der Umgebung, so ist auch  $T' = T$  und der adiabatische Temperaturgradient ergibt sich zu

$$\gamma_t \equiv \left( -\frac{dT}{dz} \right)_t = \frac{g}{c_p} = 0.98^\circ C/100m. \quad (2.14)$$

Der Index  $t$  bezeichnet eine trockenadiabatische Vertikalbewegung. Wird bei Hebung feuchter Luft das Kondensationsniveau überschritten, so wird latente Wärme freigesetzt und die adiabatische Abkühlung dementsprechend vermindert. Der feuchtadiabatische Temperaturgradient  $\gamma_f$  innerhalb aufsteigender Wolkenluft ist somit immer kleiner als der trockenadiabatische Gradient  $\gamma_t$ .

Die Differenz zwischen trocken- oder feuchtadiabatischem Temperaturgradienten und dem aktuellen Temperaturgradienten  $\gamma = -dT/dz$  ist ein Maß für die Stabilität der thermischen Schichtung gegenüber Vertikalbewegungen. Es gilt für

$\gamma > \gamma_t$	labil	$\gamma > \gamma_f$
$\gamma = \gamma_t$	indifferent	$\gamma = \gamma_f$
$\gamma < \gamma_t$	stabil	$\gamma < \gamma_f$

und kombiniert

$\gamma < \gamma_f$	absolut stabil
$\gamma_t > \gamma > \gamma_f$	latent labil
$\gamma > \gamma_t$	absolut labil

Unter Berücksichtigung der potentiellen bzw. pseudopotenziellen Temperatur erhält man analog dazu für

$\frac{\partial \Theta}{\partial z} > 0$	labil	$\frac{\partial \Theta_{ps}}{\partial z} > 0$
$\frac{\partial \Theta}{\partial z} = 0$	indifferent	$\frac{\partial \Theta_{ps}}{\partial z} = 0$
$\frac{\partial \Theta}{\partial z} < 0$	stabil	$\frac{\partial \Theta_{ps}}{\partial z} < 0$

Besonders eine Schichtung mit vertikaler Abnahme der pseudopotenziellen Temperatur ist von großer Bedeutung für konvektive Prozesse. Eine derartige Schichtung wird auch als potentiell labil bezeichnet. Sie tritt z.B. in Erscheinung, wenn bei nur schwacher thermischer Stabilität sehr trockene Luftmassen über feuchter Luft lagern. Wird dann die gesamte Luftsäule einer Hebung unterworfen, so kühlt sich die trockene Luft trockenadiabatisch, die feuchte Luft dagegen nach rascher Sättigung feuchtadiabatisch ab. Dadurch kann sehr rasch die gesamte Luftsäule labilisiert werden).

## Kapitel 3

# Applikation meteorologischer Satellitensysteme und Qualität der aus Satellitendaten abgeleiteten Produkte

### 3.1 Zusammenstellung aktuell und zukünftig zur Verfügung stehender Satellitensysteme und ihrer in der (numerischer) Wettervorhersage verwertbaren Produkte

Bei den Satellitendaten- bzw. Bildern wird in der überwiegenden Zahl der Fälle auf NOAA AVHRR Satelliten und METEOSAT bzw. andere geostationäre Satelliten (z.B. GOES) zurückgegriffen, deren Auflösungsvermögen die Erkennung von kleinräumigen bis globalen Phänomenen erlaubt.

Die für die (numerischen) Wettervorhersage relevanten Produkte bilden nur einen kleinen Teil des gesamten aus Satellitenbeobachtungen abgeleiteten Datenkollektives. Relevant sind zunächst alle Daten, die zur Beschreibung der Atmosphäre und der Erdoberfläche als unterer Grenzfläche dienen können. Eine erste Einschränkung ergibt sich jedoch bereits aus der Notwendigkeit, daß eine möglichst enge Beziehung zwischen einer Datenart und einer Modellgröße bestehen muß. Eine direkte Vergleichbarkeit (z.B. OLR) ist der seltene Idealfall. In der Regel müssen mehr oder weniger gesicherte funktionale Zusammenhänge, sowohl bei der Ableitung der Produkte aus gemessenen Strahldichten als auch im Vergleich mit Modellgrößen (z.B. Strahldichte  $\rightarrow$  Bestimmung der Bewölkung  $\rightarrow$  Abschätzung des Niederschlages und der Vergleich mit dem modellierten Niederschlag) benutzt werden. Damit ist natürlich die Frage nach der Qualität der abgeleiteten Größen verbunden.

Dabei sind die Ansprüche sehr hoch, wenn die Daten in die Anfangswerte der Vorhersage eingehen sollen. Für die Verifizierung von Modellprodukten, die ihrerseits größere Abweichungen zur Realität aufweisen (z.B. in der Bewölkungsprognose), sind auch Daten mit geringerer Genauigkeit von erheblichem Nutzen. Eine weitere Einschränkung ergibt sich aus der räumlich-zeitlichen Verfügbarkeit der Daten, die von den technischen Rahmenbedingungen, aber auch von Aspekten wie der Geometrie der Satellitenbahn, der Abtastfrequenz und ähnlichem abhängig ist. So liefern polarumlaufende Satelliten *Polar Orbiter*- Daten (PO) für nahezu jeden Punkt auf dem Globus, dies jedoch mit einem von der Höhe der Umlaufbahn und der Zahl der gleichartigen Satellitensysteme abhängigen, relativ großen zeitlichen Abstand. So ist in naher Zukunft kaum mit mehr als zwei (1 PO) bis vier (2 PO) Temperatursondierungen durch polarumlaufende Satelliten pro Tag und Ort zu rechnen. Eine zeitliche Auflösung von etwa einer Stunde, wie sie zur Beschreibung von mesoskaligen Entwicklungen wünschenswert wäre, ist mit Hilfe von polarumlaufenden Satelliten schon allein aus Kostengründen nicht erreichbar.

Geostationäre Satelliten sind prinzipiell ebenfalls zu Sondierungen einsetzbar (VAS, Meteosat [(2nd gen.)]). Dadurch sind Abtastfrequenzen im Minutenbereich möglich; allerdings nur für solche Gebiete, die im naturgemäß eingeschränkten Beobachtungsbereich dieses Satellitentypes liegen. Die technischen Probleme bei der Messung von Strahldichten sind jedoch erheblich größer als bei polarumlaufenden Satelliten, da das zu messende Signal um etwa den Faktor 1000 schwächer ist.

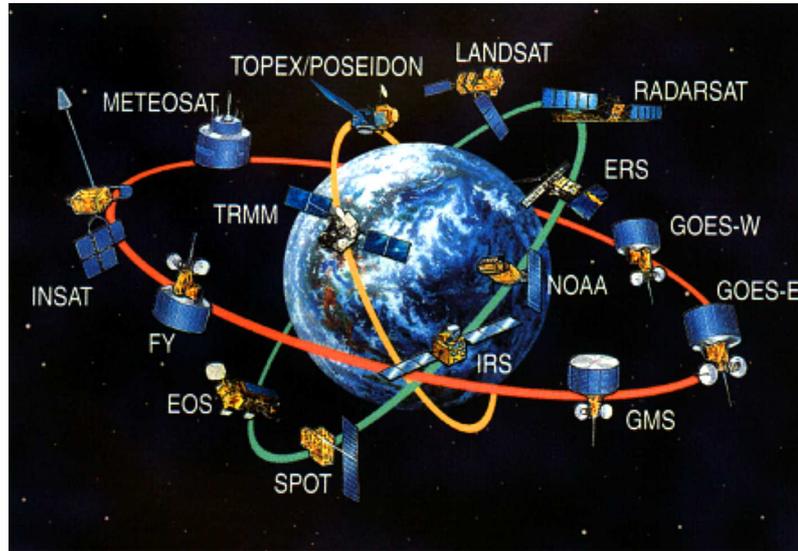


Abbildung 3.1: Geostationäre und sonnensynchrone Satellitensysteme (Quelle: CEOS)

### 3.2 Bestimmung von Bodenkenngrößen und Verifikation von Modellergebnissen

Allgemein gebräuchlich ist die operationelle Analyse der Meeresoberflächentemperatur mit Hilfe von Satellitendaten. Dies ist insofern unproblematisch, als die aus Satellitendaten abgeleitete Temperatur die für die Verwendung in Modellen geforderte Genauigkeit (ca. 1 K) erreicht.

[14, *Geleyn, Preuss, 1983*] bestimmen aus Satellitendaten eine globale Verteilung der Bodenabdo für schnee- und eisfreie Situationen. Diese Verteilung wird im Strahlungsmodell des EZMWF in Verbindung mit einer Anpassung an die im Modell prognostizierte Schnee- bzw. Eisbedeckung als Eingangsgröße benutzt.

Von Satelliten gemessene Strahlungsdaten werden häufig zur Verifikation der Strahlungsparameterisierung in Modellen herangezogen. Die am Oberrand der Atmosphäre direkt meßbaren Komponenten des Strahlungsbudgets lassen leider nur Rückschlüsse auf grobe, systematische Fehler in der Strahlungsparameterisierung zu. Hinzu kommt, daß die gemessenen Daten i.d.R. aufbereitet werden müssen, damit die erwünschten Größen (räumliche - zeitliche Mittel über breite Spektralbereiche) zur Verfügung stehen. Im Zusammenhang mit dieser Aufbereitung gemachte Näherungen führen in Verbindung mit direkten Meßfehlern zu Ungenauigkeiten. Im Vergleich von Monatsmittelwerten der am Oberrand der Atmosphäre mit zwei verschiedenen Satellitensystemen ermittelten ausgehenden langwelligeren Strahlung zeigen sich regional Unterschiede bis zu  $10\text{W}/\text{m}^2$  ([15, *Smith, Vonder Haar, 1988*]).

Vergleiche zwischen modellgenerierter Bewölkungsverteilung und aus Satellitendaten abgeleiteter Verteilung sind ebenfalls üblich [16, *Slingo, 1983*]. Im allgemeinen beschränken sich solche Vergleiche auf eine qualitative Bewertung der visuell wahrnehmbaren Strukturen. Eine quantitative Beurteilung erscheint ziemlich problematisch, da z.B. Modellfehler in der Entwicklung und Verlagerung (Phasenfehler) synoptischer Strukturen indirekt in eine solche Verifizierung eingehen

und Rückschlüsse auf die eigentliche Qualität der Bewölkungsparameterisierung erschweren. Hinzu kommt, daß die Erkennung mancher Wolkenarten (niedrige Schichtbewölkung) von Satelliten nicht immer möglich ist.

### 3.3 Qualität von Satellitenprodukten

Eine Quantifizierung der Güte der Produkte ist leider nicht immer möglich. Zum Teil werden in der allgemein zugänglichen Literatur auch widersprüchliche Ansichten zur Qualität bestimmter Produkte vertreten. Häufig resultieren diese Diskrepanzen aus den verschiedenen Standpunkten der betrachter (Datenproduzent - Datennutzer). Ebenso spielt natürlich der Anwendungszweck (z.B. Klimatologie oder *Nowcasting*) eine wesentliche Rolle, da mit unterschiedlichen Anwendungen auch unterschiedliche Anforderungen verbunden sind. Die folgenden Tabellen 3.3 und 3.2 stellen eine Zusammenfassung zu dieser Thematik dar. Ein Anspruch auf absolute Richtigkeit oder Vollständigkeit wird nicht erhoben; es soll lediglich eine Übersicht als Diskussionsgrundlage bereitgestellt werden.

### 3.4 Satellitendaten als Informationsquelle für die numerische Wettervorhersage

Allgemein werden Daten in numerischen Vorhersagemodellen für dreierlei Zwecke benötigt:

- zur Bestimmung der Anfangswerte (vor allem des dreidimensionalen Wind- und Massenfeldes)
- zur Bestimmung von Kenngrößen für die Unterlage, die innerhalb der Vorhersage als zeitlich konstant gelten können (z.B. Vegetationstyp, Meeresoberflächentemperatur, Albedo und
- zur Verifikation der Vorhersageergebnisse (z.B. Wind- und Massenfeld, Niederschlag, Bewölkung).

Die Zuordnung einer Datenart zu einer oder mehreren der genannten Gruppen ist u.a. von dem benutzten Modell und seiner Zielsetzung abhängig. So kann z.B. die Meeresoberflächentemperatur für kurz- und mittelfristige Vorhersagen als zeitlich konstant angesehen werden, während sie für viele klimatologische Fragestellungen eine zeitlich variable Modellgröße sein sollte.

Im Idealfall sollten alle gemessenen Anfangswerte in dem Modell angepaßter Auflösung und Qualität in Quasi-Realzeit für die numerische Integration zur Verfügung stehen. In der Praxis besteht die Notwendigkeit die physikalischen Zwangs- und Randbedingungen genügenden dreidimensionalen Anfangsfelder (*initialisierte Analysen*) aus einem räumlich, zeitlich und qualitativ inhomogenen Feld von Beobachtungen zu erstellen. Da der aktuelle Zustand der Atmosphäre physikalisch mit dem vergangenen Zustand verknüpft ist, lassen sich Datenlücken aus der Kenntnis des vergangenen Zustandes und seiner wahrscheinlichen Entwicklung näherungsweise schließen. Diese Tatsache macht man sich in der sog. vierdimensionalen Datenassimilation zunutze. Zur Beschreibung der atmosphärischen Entwicklung wird eine Vorhersage von einem früheren Termin benutzt.

Innerhalb einer Vorhersage als konstant betrachtete Bodenkenngößen sollten zwar ebenfalls in angepaßter Auflösung und Qualität vorliegen; entsprechend ihrer geringeren zeitlichen Varianz bestehen jedoch bezüglich ihrer zeitlichen Verfügbarkeit geringere Anforderungen. So werden einige Bodenkenngößen (Vegetation, Bodenrauhigkeit o.ä.) durch Klimatologien oder Konstanten beschrieben, andere Größen (Meeresoberflächentemperaturen) werden aufgrund von beobachtungen stetig, aber z.T. in größerem zeitlichem Abstand aktualisiert.

Traditionell erfolgt die Verifikation der Modellergebnisse anhand des Vergleichs von prognostizierten mit analysierten Massen- und Windfeldern. Durch die Weiterentwicklung der Modelle ist es heute möglich, auch *Wetterparameter* (Niederschlag, Bewölkung) zur Beurteilung der simulierten atmosphärischen Entwicklung heranzuziehen. Der Nutzen solcher Modellprodukte für die Wetterprognose hängt entscheidend von einer realistischen Einschätzung ihrer Güte mit Hilfe von Verifikationsstudien ab.

Satellit / Sensor	Kanäle	Wiederhol- rate	Auf- lösung	Datenüber- deckung	Ausschnitt
NOAA / AVHRR (z.Zt. NOAA-16)	0.57 - 0.696 0.72 - 0.986 3.5 - 3.6 10.5 - 11.5 11.5 - 12.5	1.2 Stunden	1.1 km	seit 1978	ca. 3000 km Breite
Landsat / MSS	0.5 - 0.6 0.6 - 0.7 0.7 - 0.8 0.8 - 1.1	16 Tage	80 m	seit 1972	185x185 km
Landsat / TM	0.45 - 0.52 0.52 - 0.60 0.63 - 0.69 0.76 - 0.90 1.55 - 1.75 2.08 - 2.35 10.5 - 12.50	16 Tage	30 m	seit 1982	185x185 km
SPOT / HRV	0.50 - 0.59 0.61 - 0.68 0.79 - 0.89	26 Tage	20 m	seit 1986	60x60 km
Meteosat (z.Zt. Meteosat-7)	0.7 - 1.1 10.5 - 12.5	30 Min.	4 km	seit 1975	Globus
IRS					
ICONOS					
RADARSAT					
AVIRIS hyperspectral					

Tabelle 3.1: Satelliten und Kanäle

Satellit / Sensor	abgeleitete Größe	Instrument	Qualität Fehler
METEOSAT GOES, GMS GOES	horizontale Windkomponenten Temp.-Profile/ Schichtdicken	CTW VAS	4-12 m/sec ca. 2 K
METEOSAT GOES, GMS GOES	rel. Feuchte	BOGUS VAS	10 - 25 % ?
METEOSAT GOES	Bewölkung	VIS/IR	?
METEOSAT GOES	Meeresoberfl.- temperatur	VIS/IR (WV)	ca. 1 K

Tabelle 3.2: Geostationäre Satelliten

Die Verifikation von Modellgrößen dient auch dem Zweck, charakteristische Schwächen des Modells offenzulegen. Vergleichsstudien zwischen beobachteten und prognostizierten Größen wie z.B. Strahlungsbudgetkomponenten, Bewölkung u.ä. sind in diesem Zusammenhang hilfreich. Solche Studien können sowohl in Form von Fallstudien in besonders interessanten Situationen als auch in Form von Studien des systematischen Modellverhaltens erfolgen.

Ein Einsatzpotential für Satellitendaten besteht prinzipiell in allen drei genannten Bereichen. Die meisten Erfahrungen mit ihnen hat man bisher auf dem Gebiet der numerischen Analyse gewonnen.

### 3.5 Satellitendaten in der numerischen Analyse

Untersuchungen zum Nutzen von Satellitendaten in der numerischen Wettervorhersage erfordern zum einen die Kapazität zur Verarbeitung großer Datenmengen, zum anderen ein zur Verfügung stehendes numerisches Vorhersagesystem. Diese Voraussetzungen sind naturgemäß bei den internationalen und nationalen Vorhersagezentren (EZMWF, DWD, NMC usw.) gegeben. Am EZMWF, das durch seine allgemeine Aufgabenstellung - und seine spezielle Funktion als FGGE- Datenzentrale - ein gesteigertes Interesse an der Nutzung von Satellitendaten hat, wurden daher Methoden zur sinnvollen Verwertung von Satellitendaten in der numerischen Analyse entwickelt und untersucht. Der Schwerpunkt der Untersuchungen lag dabei auf Studien zur Verwertung der temperatursondierungen von polarumlaufenden Satelliten, wie sie operationell von NOAA/NESDIS als sog. *SATEMs* über das GTS verbreitet werden. Dies liegt zum einen an der Bedeutung einer guten Temperaturanalyse für die Güte der numerischen Vorhersage und zum anderen an der operationellen Verfügbarkeit dieses Produktes durch die Einspeisung in das globale Telekommunikationssystem.

In der Praxis der numerischen Wettervorhersage benutzte quasivierdimensionale Datenassimilationsverfahren beruhen i.d.R. auf dem Konzept der sog. *Optimalen Interpolation* ([17, Gandin, 1963]). In dem am EZMWF benutzten zeitlich intermittierenden Verfahren ist der Einfluß einer Beobachtung auf den analysierten Anfangszustand wesentlich von dem Quotienten aus dem mittleren quadratischen Beobachtungsfehler und dem entsprechenden Fehler der Modellvorhersage (*first guess*), ausgehend von einem früheren Termin (im allgemeinen  $t - 6h$ ), abhängig. Dadurch erlangen Beobachtungen nur dann einen nennenswerten Einfluß auf den Anfangszustand für die Vorhersage, wenn ihr Beobachtungsfehler geringer als der Vorhersagefehler ist. Der Fehler des *first guess*, der als gleichberechtigte, eigenständige Datenquelle dient, ist keine invariante Größe. Neben der Qualität des benutzten Modells wird er sehr stark von der Güte der zugrunde gelegten Analyse- und damit

Satellit / Sensor	abgeleitete Größe	Instrument	Qualität Fehler
NOAA	Temp.-Profile Schichtdicke	HIRS/MSU AMSU	ca. 2 K
NOAA NOAA	Rel. Feuchte Bewölkung - Bedeckung - Höhe Obergrenze - Art	HIRS/AMSU AVHRR	10 - 20 % gut
NOAA	Gesamtflüssig- wassergehalt	AVHRR	?
DMSP NOAA		SSM/I AMSU	? ?
polare Plattform ERS-1	horizontale Windkomponente bodennaher Wind über Wasser	Doppler- LIDAR (LAWS) Scatterometer	obere Tr. 3-5 m/sec untere Tr. 1-2 m/sec 1 m/sec 20 Grad
NOAA ERS-1 NOAA	Meeresoberfl.- temperatur Landoberfl.- temperatur	AVHRR ATSR AVHRR	0.7 K 0.3 K ?
NOAA NOAA ERBS NOAA	Schneebedeckung Albedo Eis-Wasser- Land-Grenzen	AVHRR ERBE AMSU	? ? gut
NOAA NOAA DMSP NOAA	Bodenfeuchte Niederschlag Ozongehalt (vert. Int.)	MSU/AMSU HIRS/MSU SSM/I HIRS	qualitativ qualitativ qualitativ qualitativ
polare Plattform NOAA ERBS	Höhe Tropopause Höhe der PBL Strahlungsbudget	LIDAR LIDAR AVHRR ERBE	? ? < 10W/m <sup>2</sup> Monatswerte

Tabelle 3.3: Polarumlaufende Satelliten

von der zum Vortermin gegebenen Datendichte und Datenqualität - und von der lokalen Variabilität der Atmosphäre beeinflusst. [18, Hollingsworth, 1986] und [19, Hollingsworth et al., 1988] schätzen Beobachtungsfehler und Fehler einer sechsstündigen EZMWF- Vorhersage als etwa gleich groß ein.

Andererseits weisen aus Satelliten abgeleitete Temperaturprofile gegenüber konventionellen Radiosondenmessungen erhebliche Abweichungen auf. Kollakationsstudien ([20, Chedin et al., 1985]) deuten auf charakteristische Unterschiede von ca.  $2K$  hin. Da der typische *first guess* Fehler bei ca.  $1K$  liegt, ergibt sich daraus ein nur geringer Einfluß von satellitengestützten Temperatursondierungen auf die numerische Analyse. Bei der Einschätzung der charakteristischen Fehler muß allerdings das unterschiedliche horizontale und vertikale Auflösungsvermögen der beiden Beobachtungssysteme bedacht werden.

Generell wird die Verwertung von Satellitendaten in der numerischen Analyse durch die der *SATEM*- Datenart eigenen systematischen Fehler erschwert. Bei der testweisen Anwendung eines fiktiven, normierten *SATEM*- Inkrements (Differenz zwischen Beobachtung und *first guess*) auf die numerische Analyse zeigte sich dem hohen mittleren Beobachtungsfehler entsprechend, daß der Anfangswert nur wenig vom *first guess*- Wert zur Beobachtung hinzugezogen wird, so daß das Analyseninkrement (Differenz zwischen Analyse und *first guess*) klein ist. Dadurch bedarf es selbst in Gebieten mit sehr geringer konventioneller Datendichte mehrerer Assimilationszyklen, um die Analyse wesentlich näher an den durch *SATEMs* beschriebenen Zustand der Atmosphäre heranzuführen. Es besteht also die Notwendigkeit, die *SATEM*- Daten nur mit geringem Gewicht in das bestehende Analysenverfahren einzubeziehen.

Aber auch selbst beim Vergleich der Daten baugleicher Satelliten (NOAA-9/ NOAA-10) zeigten sich systematische Differenzen ([21, Kelly, 1988]).

Ein weiteres Problem ergibt sich aus der vertikalen Struktur der Beobachtungsfehler. Der dadurch bedingte, von der Höhe abhängige Einfluß der *SATEMs* auf die Analyse, kann in Wechselwirkung mit anderen Daten (Bodenbeobachtungen, Meeresoberflächentemperatur, *first guess*) die für die Balance und Entwicklung der Modellatmosphäre extrem wichtige Vertikalstruktur der Atmosphäre verzerren.

Trotz aller oben angeführten Einschränkungen sind Satellitendaten und insbesondere *SATEMs* eine wertvolle Datenquelle für die numerische Analyse und Vorhersage, denn sie stellen in den generell mit konventionellen Daten unzureichend versorgten Gebiete der Erde (Südhemisphäre, Tropen, Ozeane der Nordhemisphäre) oft die einzige nennenswerte Information zur realen Atmosphäre dar und verhindern, daß Fehler der numerischen Vorhersage über *first guess* and Analyse ungehindert fortwirken und ggf. anwachsen können. In solchen Gebieten ist der Einfluß der Satellitendaten sowohl auf die Analyse als auch die Vorhersage positiv. Der deutlich positive Einfluß der *SATEMs* in der Südhemisphäre wurde in mehreren Studien bestätigt. In der Nordhemisphäre ist jedoch eine eindeutige Antwort bisher nicht möglich.

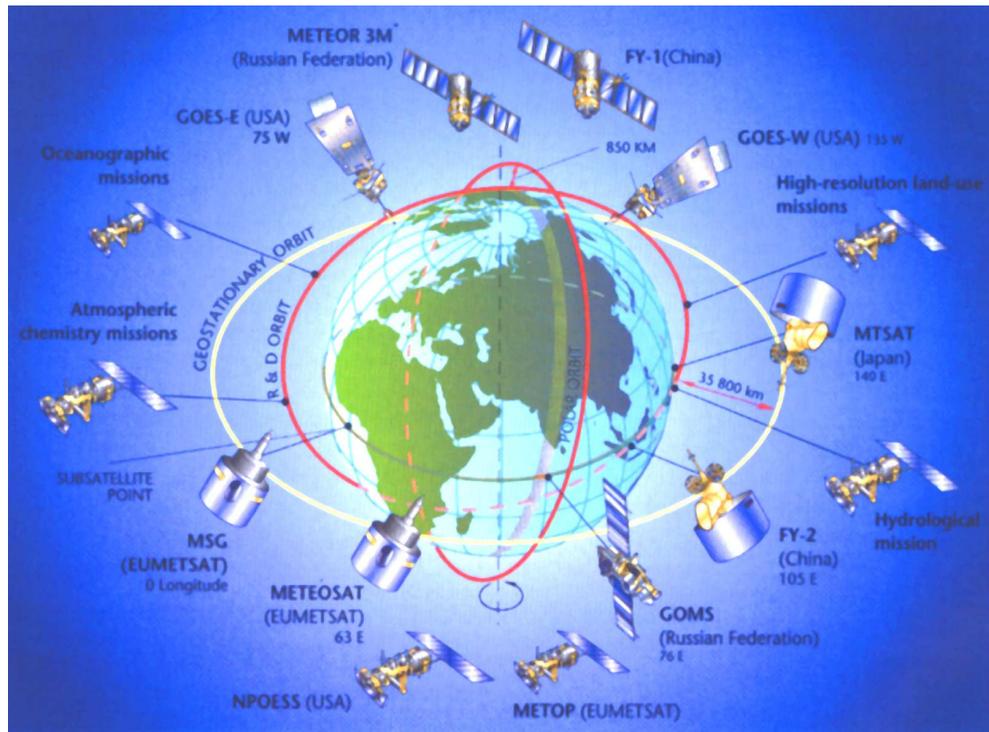


Abbildung 3.2: Global Observing System space-based Subsystem; from [23, WMO, 2002]

# Kapitel 4

## Die Wetterlage vom 29. bis 31. Oktober 2000

Die Erläuterungen der (*aktuellen*) Wetterlage vom 29. bis 31. Oktober 2000 sollen einen Einblick in jene Themenkreise zur *Synoptik* geben, die in dieser Vorlesung angesprochen werden.

Am 29. Oktober 2000, 00 UTC, sehen wir in Abb. 4.1 über Schottland einen bereits okkludierten Tiefdruckwirbel mit dem Namen NICOLE. Der Kerndruck beträgt 963 hPa. Seine vertikale Achse ist nahezu senkrecht, wie die Analysen des Tiefdruckzentrums in 500 hPa in den Abbildungen (4.2) und (4.1) zeigen, so daß eine weitere Vertiefung nicht mehr zu erwarten ist. Der *Reifeprozess* ist also abgeschlossen. Die dem Tiefdruckwirbel NICOLE zugehörige Kaltfront liegt in einer südwestlichen Höhenströmung (Abb. 4.5) und reicht am Boden vom Okklusionspunkt westlich von Oslo beginnend über Zentraleuropa verlaufend bis zur Iberischen Halbinsel.

Richten wir zunächst unser Hauptaugenmerk auf eine beginnende Entwicklung (Welle) über dem Ostatlantik, wie sie sich durch einen schwachen Cirrusschirm in der Abbildung (4.2) am 29. Oktober 2000, 00 UTC andeutet. Diese Abbildung ist eine Überlagerung von numerischer 500 hPa Analyse vom 29. Oktober 2000, 00 UTC (die Gitterpunktsdaten stammen vom Deutschen Wetterdienst für die Gitterpunkte des DWD-EUROPA-Modells) und dem Satellitenkomposit aus 4 Europa Nachtläufen des AVHRR/NOAA-16 Infrarotkanals (CH 4).

Etwa 14 Stunden später, zur Mittagszeit (das EUROPA-Mosaik, zusammengesetzt aus vier polarumlaufenden NOAA-16 Tagesorbits bei einer Zeitversetzung von ca. 1 Stunde und 20 Minuten zwischen den einzelnen Umläufen, hat genau diesen *gemittelten* Zeitstempel) findet sich dieses Welle in Form einer gewachsenen und kompakteren Wolkenformation am westlichen Kanalausgang und über Irland. Die Verwirbelung des Zentraltiefes *NICOLE* ist weiter fortgeschritten; die mehrfache Wolkenspirale ist durch die eingeflossene Kaltluft gut zu erkennen (Abb. 4.4).

In der Bodenkarte (Abb. 4.1) lokalisieren wir über dem N-Atlantik bei 52 °Nord und 28 °West diese Welle (999 hPa Bodenluftdruck am Wellenscheitel). An deren Vorderseite und im unmittelbaren Scheitelpunkt treten Drucktendenzen von bis zu 2.1 hPa innerhalb von drei Stunden auf (Schiffsmeldungen). Dieses beginnende Tief ORATIA liegt unter dem linken vorderseitigen Quadranten eines *jet streaks* über dem N-Atlantik. In Ermangelung einer 300 hPa Analyse zu diesem Termin ziehen wir die 500 hPa Analyse in Abbildung (4.5) zu Rate. Die dichte Drängung der Isobaren über dem Nordatlantik in 500 hPa lassen den Schluß auf einen Jetkern in 300 hPa mit Windgeschwindigkeiten deutlich größer als 150 kn zu. Der Eintragung des Vertikalaufstiegs bei 20° W und 50° N folgend tritt an diesem Punkt eine Windgeschwindigkeit von 90 Knoten in 5 km Höhe auf. Da sowohl Krümmungs- als auch Scherungsvorticity in 500 hPa positiv sind, können beide Vergenzen einen Beitrag zur weiteren Entwicklung der Welle leisten. Abbildung (4.4) zeigt dies eindrucksvoll im 4km-EUROPA-Mosaik. Gleichzeitig erkennen wir auch, daß eine markante Polarfrontjetachse sich über diesem Entwicklungsgebiet befindet und der Höhenströmung folgend in östliche Richtung weist. Die Schattenbildung auf die tiefer liegenden Wolken an der Nordseite hebt sich deutlich ab.

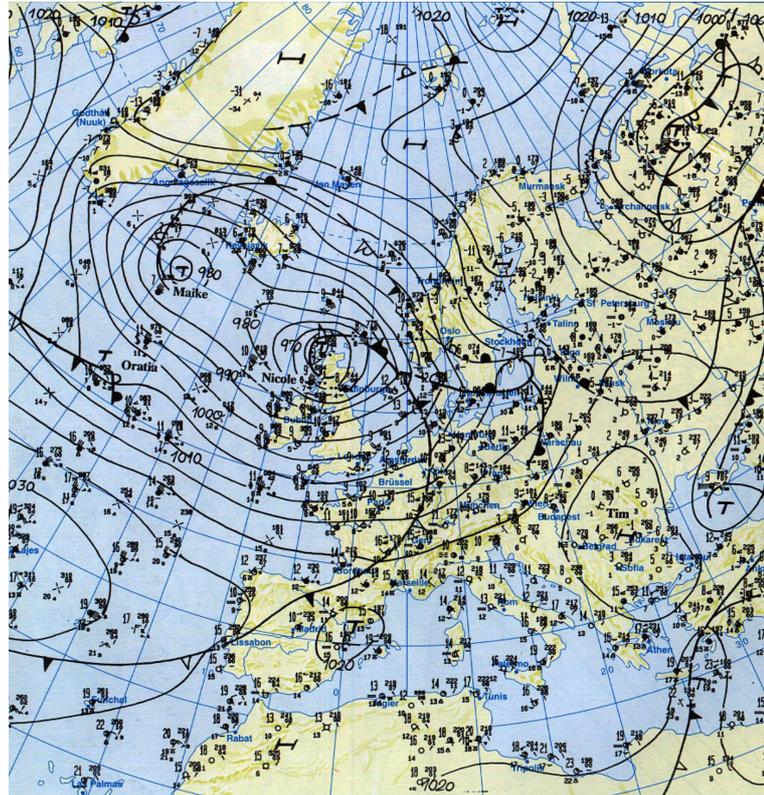


Abbildung 4.1: Bodenwetterkarte vom 29. Oktober 2000 (00 UTC)

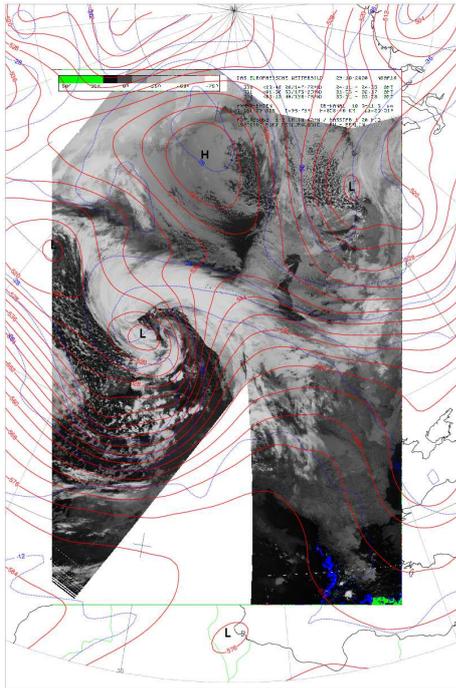


Abbildung 4.2: 29. Oktober 2000, AM, AVHRR / NOAA-16 (CH 4) und 500 hPa Analyse von 00 UTC

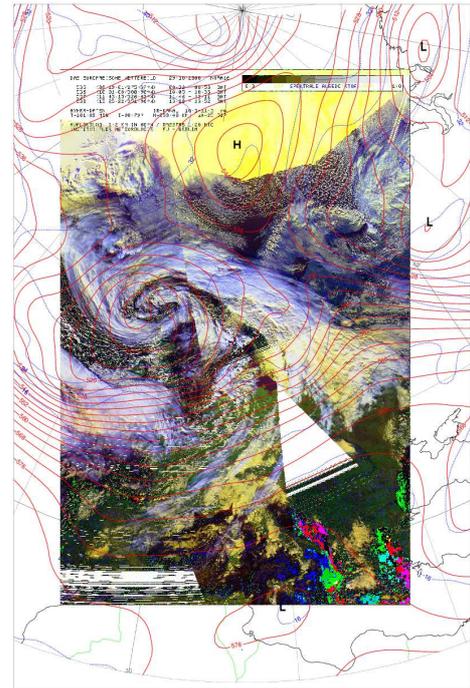


Abbildung 4.3: 29. Oktober 2000, PM, AVHRR / NOAA-16 (CH 1,2,4, 12 UTC) und 500 hPa Analyse von 12 UTC

DAS EUROPÄISCHE WETTERBILD 29.10.2000 NOAA16

535	(08:19:01/275.37°N)	08:32 - 08:53	GMT
536	(10:01:08/300.39°N)	10:05 - 10:33	GMT
537	(11:43:15/326.43°N)	11:46 - 12:11	GMT
538	(13:25:22/351.96°N)	13:28 - 13:52	GMT

AVHRR-DATEN IR-KANAL 10-3-11-3  $\mu\text{m}$   
 T=101.89 MIN I=98.79° H=858.40 KM  $\Delta\lambda=25.51^\circ$

AUFLÖSUNG 4.0 KM IN 60°N / MASSTAB 1:25 MIO  
 INSTITUT FUER METEOROLOGIE FU - BERLIN

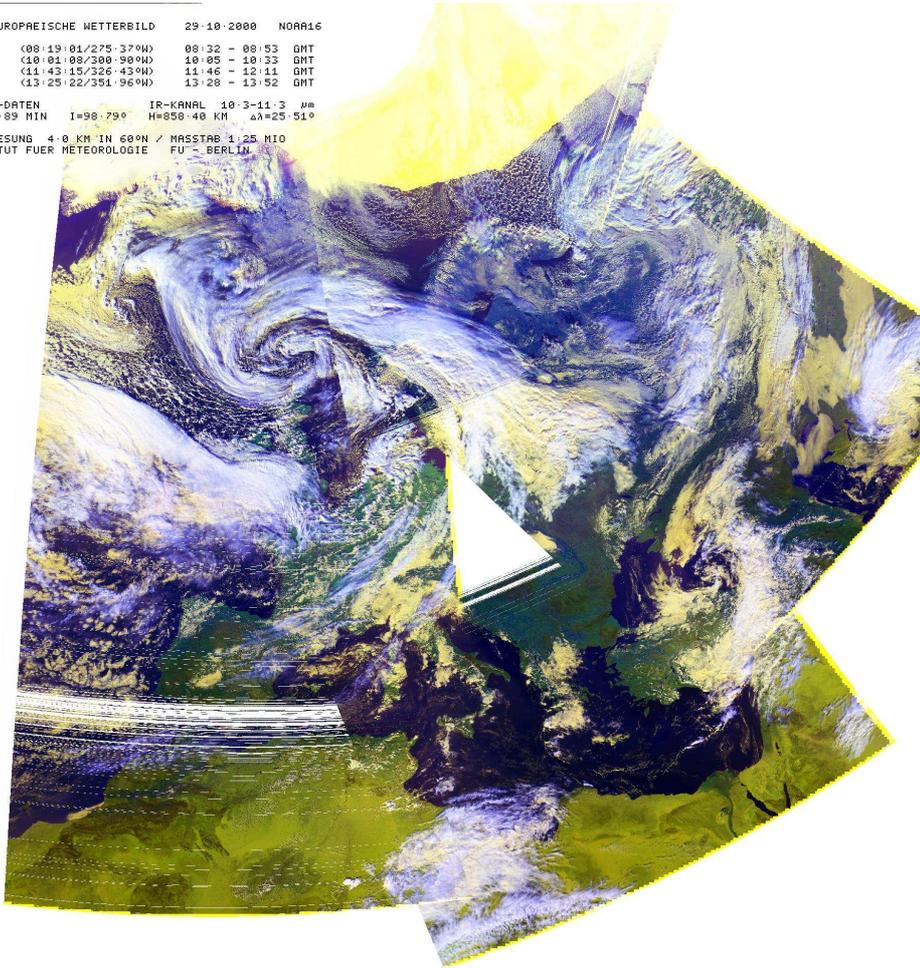


Abbildung 4.4: 29. Oktober 2000, PM, AVHRR / NOAA-16 Mosaik (CH 1, 2, 4, Auflösung 4 km)

Innerhalb von 24 Stunden zieht dieses Tief, bei gleichbleibenden dreistündigen Bodendrucktendenzen, der Richtung des Jetkernes in 300 hPa an der Südseite von Tief NICOLE folgend um nahezu 35 Längengrade nach Osten bis zur mittleren Nordsee, beginnt zu okkludieren und vertieft sich dabei im Bodendruckfeld um 23 hPa zum Termin 00 UTC. (siehe Bodenwetterkarte in Abbildung 4.8). Das *weiße* Dreieck in Abbildung (4.9) entstand wegen des nicht empfangenen Datensatzes eines Satellitenumlaufes. Die Wolkenzunahme über England, Nordfrankreich und der Nordsee setzte sich fort und reicht nun bis Skandinavien. Dies ist eine Folge der vorhandenen Divergenz in 300 hPa im linken vorderen Quadranten des Jetdeltas; sie führt zu einem *Auspumpen* mit Hebung der darunter liegenden Luftschichten.

Die Erklärung liegt in einer abermaligen Wellenbildung über dem westlichen Ärmelkanalausgang an der Kaltfront von ORATIA I (ehemals ORATIA) zu ORATIA II in der Bodenwetterkarte vom 30. Oktober 2000, 00 UTC. Zwischen beiden Tiefdrucksystemen befindet sich in 300 hPa ein Polarfront-Jet (PFJ) mit Windgeschwindigkeiten von mindestens 160 kn in seinem Kernbereich. ORATIA I liegt im vorderen linken Quadranten des Jetdeltas, ORATIA II im rechten rückwärtigen Quadranten dieses Jetsystems.

In der Analyse vom 30. Oktober 2000, 00 UTC, in Abbildung (4.13) erkennt man, daß das Geopotentialfeld über Großbritannien und Dänemark in 300 hPa fast breitenparallel verläuft; dies ist ein Indiz dafür, daß die Krümmungsvorticity keinen Beitrag zur weiteren Vertiefung von ORATIA I mehr leistet. Dieses Tief ist mittlerweile weiter okkludiert. Die zugehörige Warmfront verläuft vom

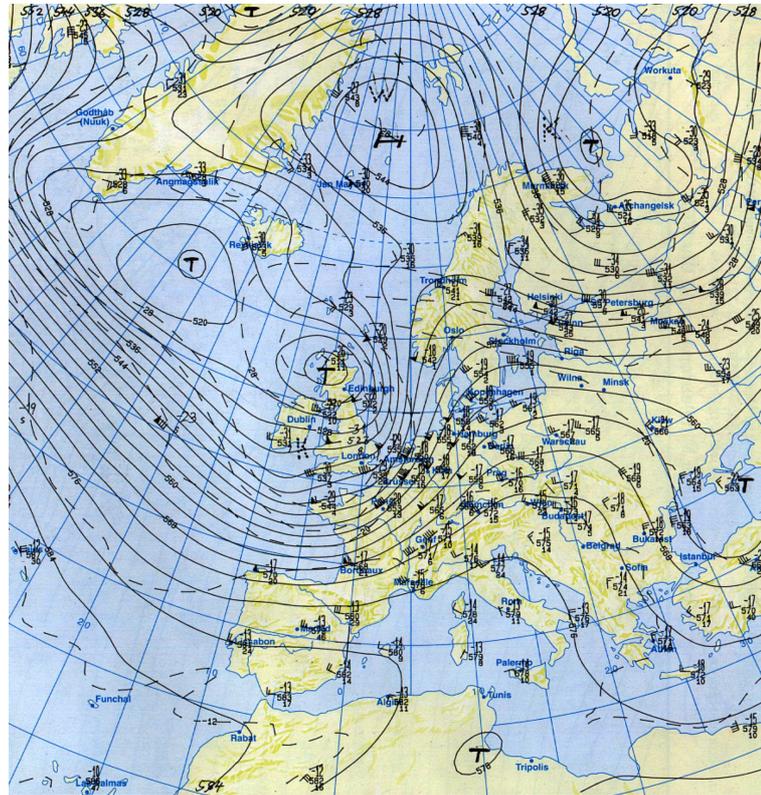


Abbildung 4.5: 29. Oktober 2000, 00 UTC, 500 hPa Analyse

Okklusionspunkt über der Nordsee und über Belgien bis zum *Massif Central* in Frankreich. Über dem Okklusionspunkt kommt die Polarfrontjetachse in 300 hPa breitenkreisparallel zu liegen. Die Windgeschwindigkeiten über dem Okklusionspunkt in 300 hPa betragen 90 kn. Das fortgeschrittene Okklusionsstadium des Tiefs wird uns in Abbildung (4.11) des NOAA-16 EUROPA-Mosaikes mit 4 km Auflösung sehr gut vor Augen geführt. Der linienhafte, kaltseitige *Abriß* der Kaltfront ist größtenteils identisch mit der horizontalen Achse des Polarfrontjets.

Ein Jetfinger in der 300 hPa Analyse des DWD in Abbildung (4.21) im linken vorderen Quadranten schwenkt zum Termin 31. Oktober 2000, 00 UTC, markant auf nördliche Richtung, dies deutet darauf hin, daß das dem linken vorderen Deltaquadranten zugehörige Bodentief seine seitherige West nach Ost Zugrichtung zu Gunsten einer solchen mit Süd- nach Nordkomponente ändern wird.

Dies bestätigt uns Abbildung (4.10). Die Bildinformationen setzen sich zum einen aus dem AVHRR / NOAA-16 EUROPA Mosaik mit der Auflösung von 1km zu den Nachmittag Umlaufterminen und der numerischen 500 hPa Analyse vom 31. Oktober 2000, 00 UTC, zusammen. Zwischen den Tiefzentren des Satellitenbildes und der numerischen Analyse liegen ca. 8 Stunden; das Tief zog also, der Richtung des Jetfingers in 300 hPa folgend Richtung Norden.

In Abbildung (4.11) sehen wir südwestlich des Tiefdruckzentrums auf der Kaltfrontrückseite im Gebiet der geschlossenen Zellen eine kompaktere Ansammlung von konvektiven Zellen. Im Idealfall zeigt dieses Gebilde dann eine *kommaförmige* Struktur (siehe *Anhang zur Satellitenmeteorologie* ab Seite 147). Es zeichnet sich dadurch aus, daß oberhalb der Konvektion im Niveau 300 hPa ein Gebiet mit maximaler positiver Vorticityadvektion daran gekoppelt ist (PVA).

Die reduzierte Kompaktheit dieses Zentrums maximaler positiver Vorticityadvektion gibt uns aber einen wichtigen Hinweis darauf, daß der *Nachschub* von Vorticity in 300 hPa abgeschlossen ist. Der horizontale Potentialgradient beiderseits (normal) zur Polarfront - Jetachse verringert sich; das

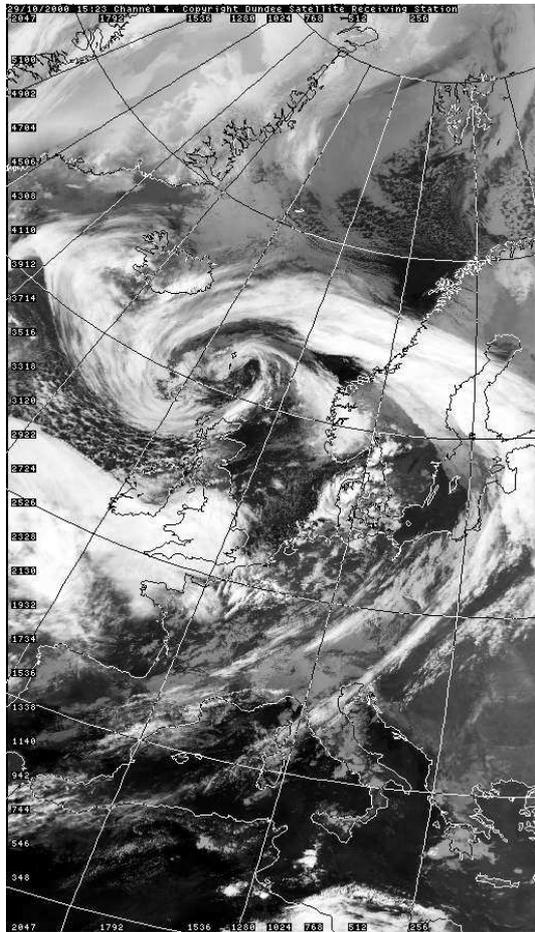


Abbildung 4.6: 29. Oktober 2000, PM, AVHRR / NOAA-16 (CH 4, 15:23 UTC), Dundee Sytellite Receiving Station

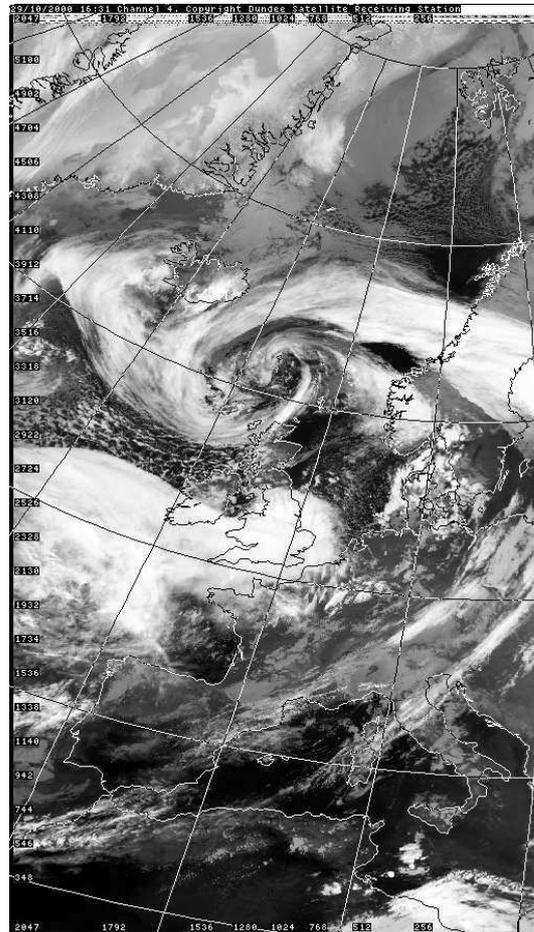


Abbildung 4.7: 29. Oktober 2000, PM, AVHRR / NOAA-14 (CH 4, 16:31 UTC), Dundee Sytellite Receiving Station

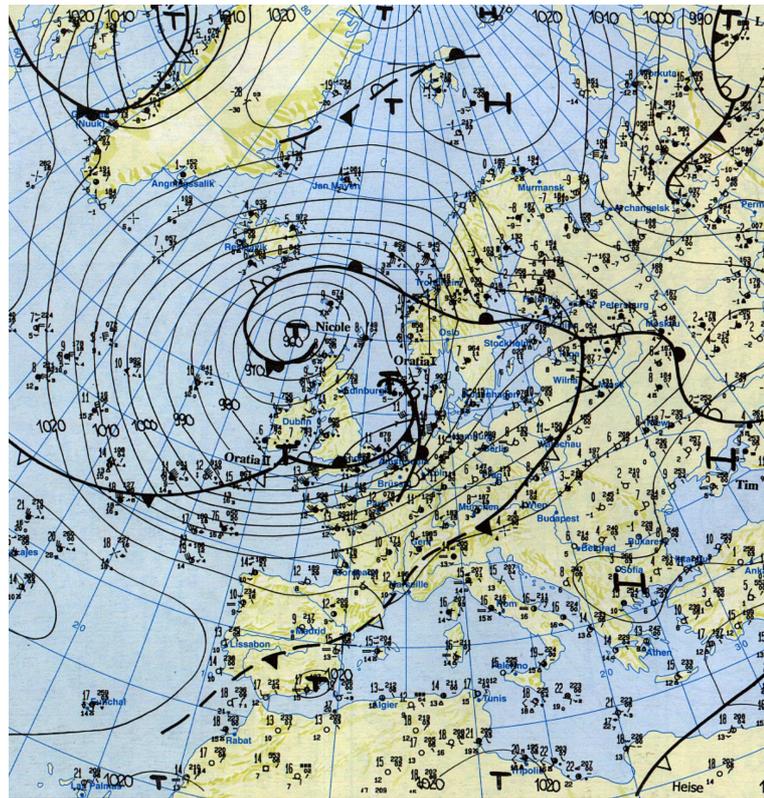


Abbildung 4.8: Bodenwetterkarte vom 30. Oktober 2000 (00 UTC)

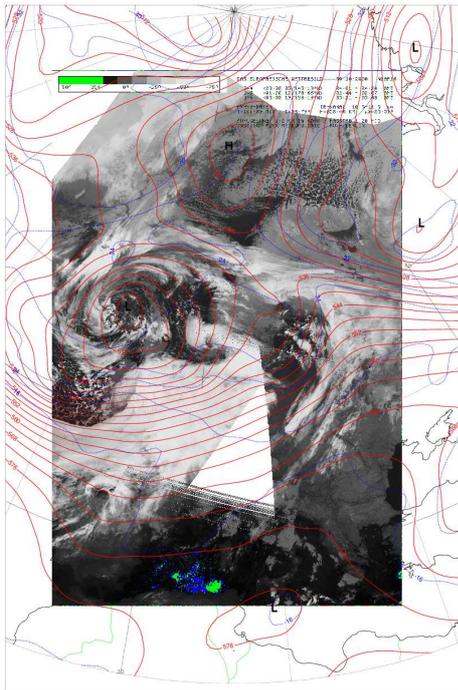


Abbildung 4.9: 30. Oktober 2000, AM, AVHRR / NOAA-16 (CH 4) und 500 hPa Analyse von 00 UTC

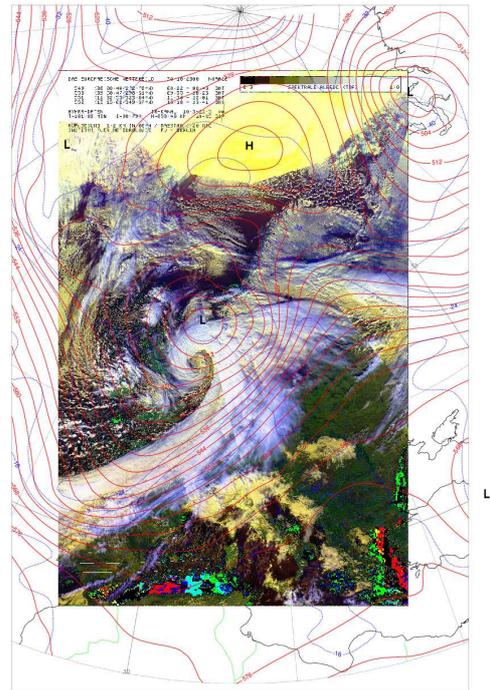


Abbildung 4.10: 30. Oktober 2000, PM, AVHRR / NOAA-16 (CH 1,2,4, 12 UTC) und 500 hPa Analyse von 00 UTC

DAS EUROPÄISCHE WETTERBILD 30-10-2000 NOAA16

549	(08:08:40/272.78°N)	08:22 - 08:43	GMT
550	(09:58:47/298.31°N)	09:55 - 10:23	GMT
551	(11:32:55/323.84°N)	11:36 - 12:01	GMT
552	(13:15:02/349.37°N)	13:18 - 13:41	GMT

AVHRR-DATEN IR-KANAL 10-3-11-3  $\mu\text{m}$   
 T=101.89 MIN I=98.79° H=858.40 KM  $\Delta\lambda=25.51^\circ$

AUFLÖSUNG 4.0 KM IN 60°N / MASSTAB 1:25 MIO  
 INSTITUT FUER METEOROLOGIE FU - BERLIN

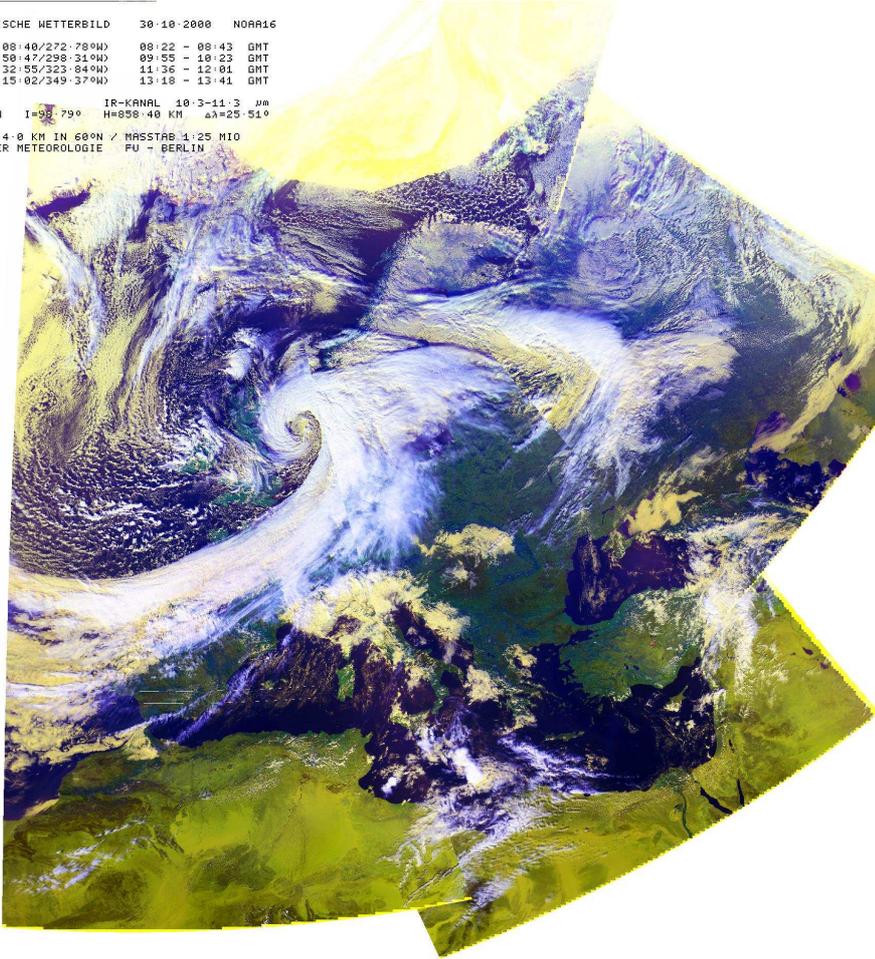


Abbildung 4.11: 30. Oktober 2000, PM, AVHRR / NOAA-16 Mosaik (CH 1, 2, 4, Auflösung 4 km)

Tief befindet sich demnach im Auflösestadium (siehe Abbildung 4.19 im 4km-Mosaik zum Nachmittagstermin am 31. Oktober 2000).

Bemerkenswert ist bei dieser Wetterlage die Entstehung einer Welle an der Kaltfront über der Iberischen Halbinsel in der Abbildung (4.16); es verwundert jedoch nicht, denn zum 00 UTC Termin am 31. Oktober 2000 liegt über diesem Gebiet in 300 hPa der rechte rückwärtige Quadrant des PFJ-Einzugsgebietes. Hier herrscht horizontale Divergenz mit positiver Vorticityadvektion vor. Die vertikale Luftsäule darunter wird durch die gesamte Troposphäre gehoben. Die Initialisierung zyklogenetischer Effekte an der Kaltfront ist bei geeigneter bodennaher Baroklinität gegeben, denn an dieser Welle in Abbildung (4.16) treten 3-stündige fallende Bodendrucktendenzen von nahe 3 hPa auf. Der nach Norden gerichtete Cirruschirm in den Abbildungen (4.17 und 4.18) bestätigt diese Diagnose.

Diese Welle kann sich jedoch zu den späteren *synoptischen* Terminen nicht weiter entwickeln, da der vorstehend genannte nachlassende Vorticitynachschub im linken vorderen Quadranten an der polwärtigen Seite des PFJ-Kernes das gesamte Tiefdrucksystem *ORATIA* der baldigen Auflösung zuführt.

Abschließend sei noch auf den Schattenwurf des Polarfront- Jetstream auf darunterliegende Wol-

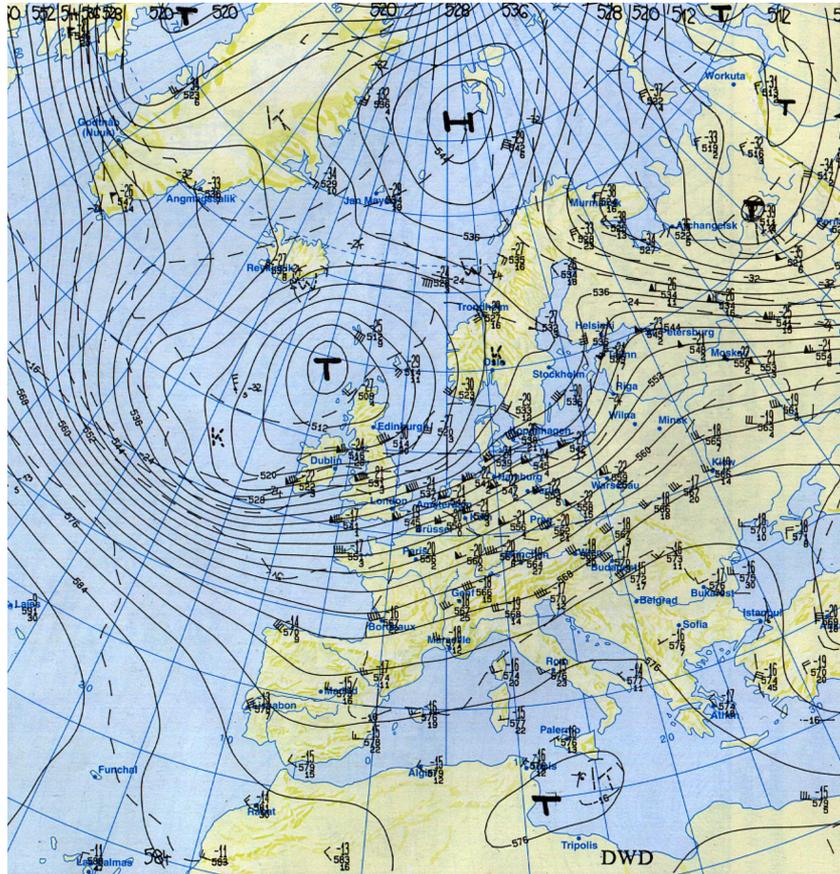


Abbildung 4.12: 30. Oktober 2000, 00 UTC, 500 hPa Analyse

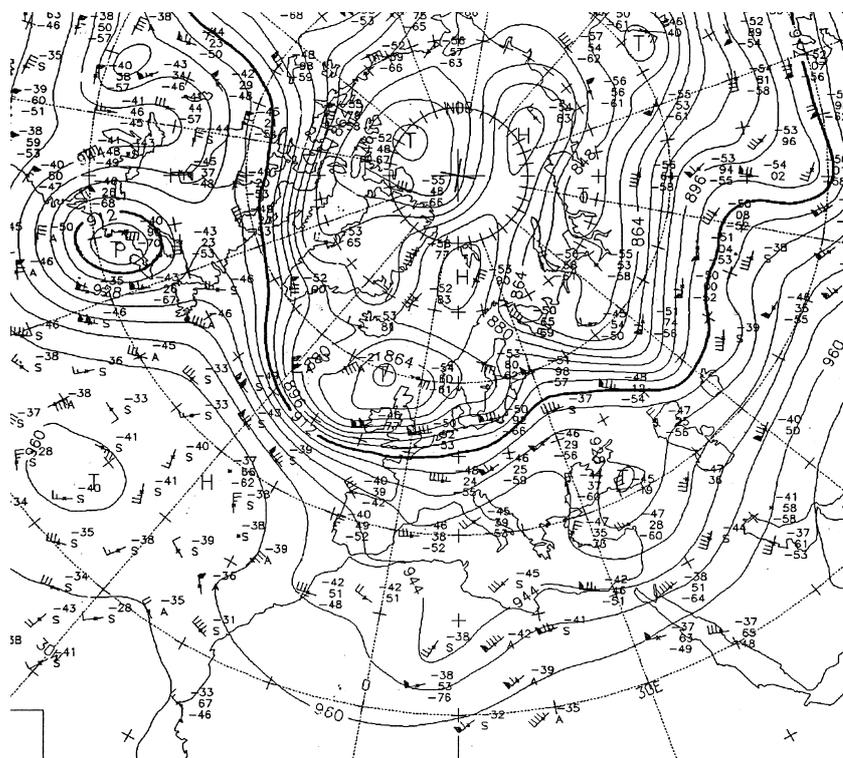


Abbildung 4.13: 30. Oktober 2000, 00 UTC, 300 hPa Analyse (DWD)

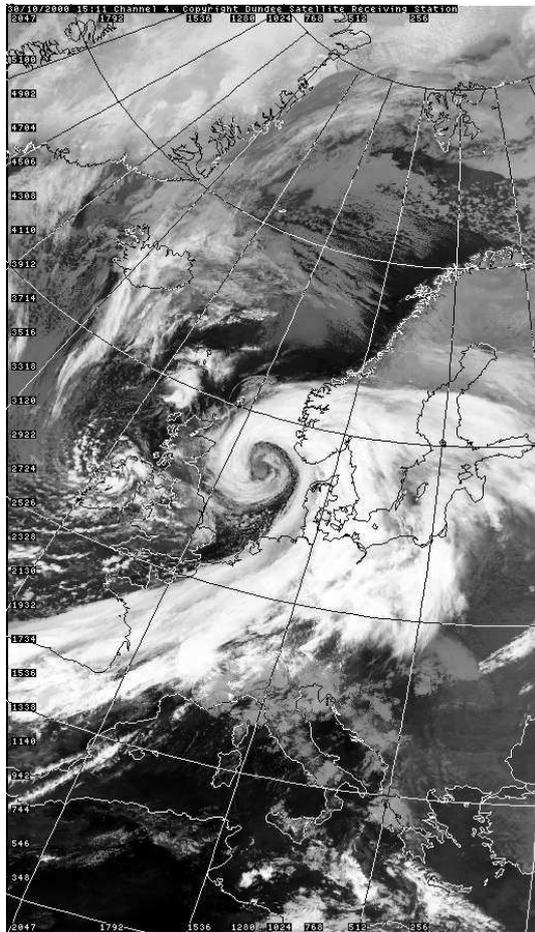


Abbildung 4.14: 30. Oktober 2000, PM, AVHRR / NOAA-16 (CH 4, 15:11 UTC), Dundee Sytellite Receiving Station

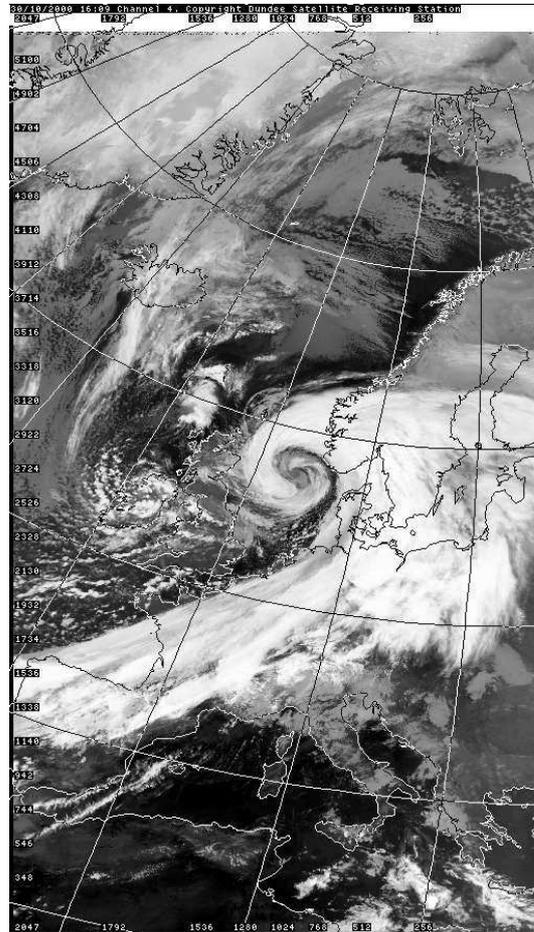


Abbildung 4.15: 30. Oktober 2000, PM, AVHRR / NOAA-14 (CH 4, 16:09 UTC), Dundee Sytellite Receiving Station

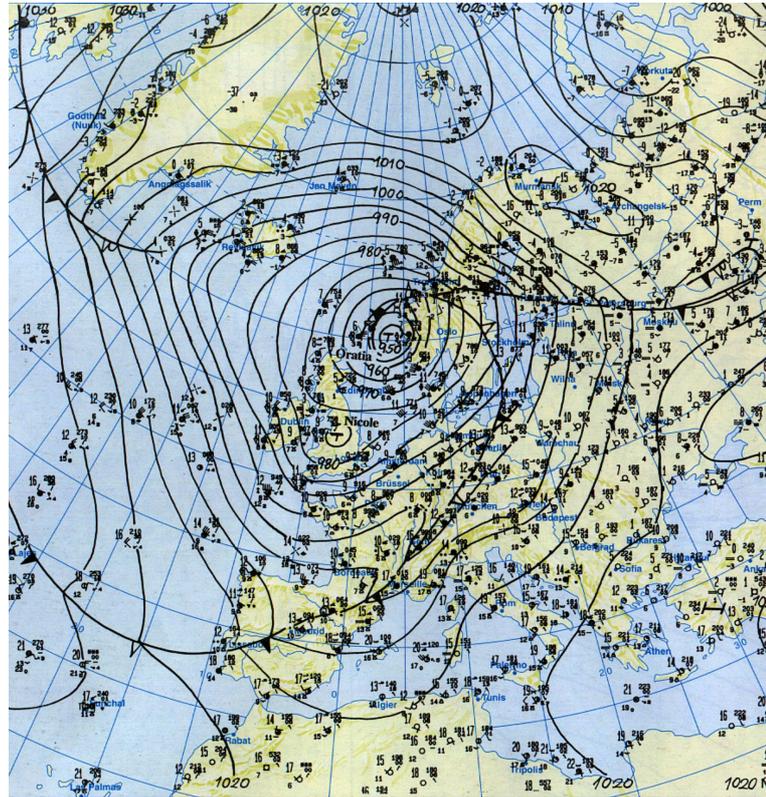


Abbildung 4.16: Bodenwetterkarte vom 31. Oktober 2000 (00 UTC)

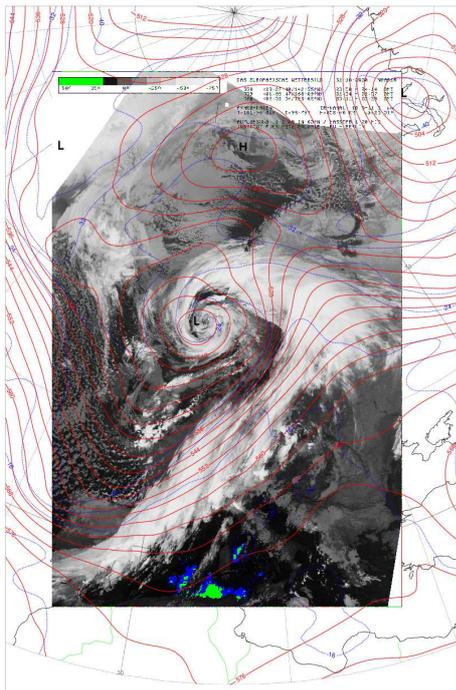


Abbildung 4.17: 31. Oktober 2000, AM, AVHRR / NOAA-16 (CH 4) und 500 hPa Analyse von 00 UTC

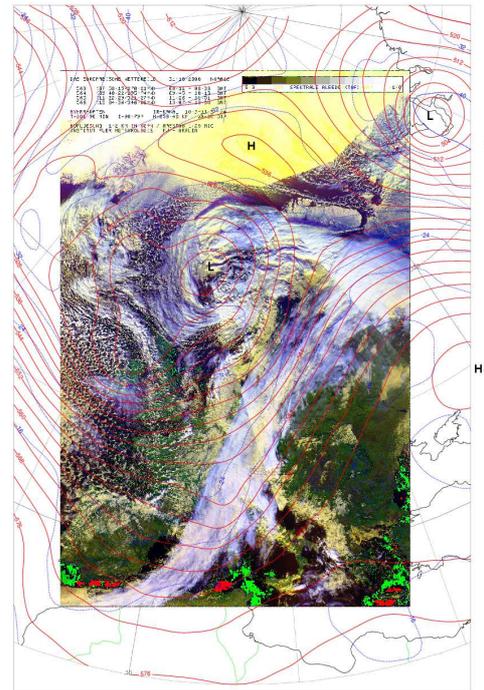


Abbildung 4.18: 31. Oktober 2000, PM, AVHRR / NOAA-16 (CH 1,2,4, 12 UTC) und 500 hPa Analyse (00 UTC) von 00 UTC

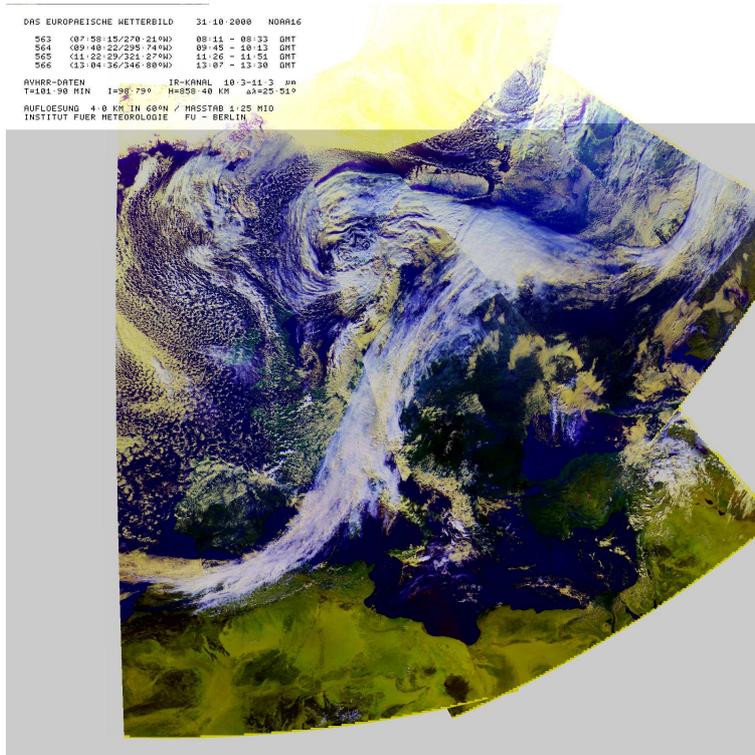


Abbildung 4.19: 31. Oktober 2000, PM, AVHRR / NOAA-16 (CH 1, 2, 4, Auflösung 4 km)

ken über Südsandinavien in den Abbildungen (4.18 und 4.19) hingewiesen.

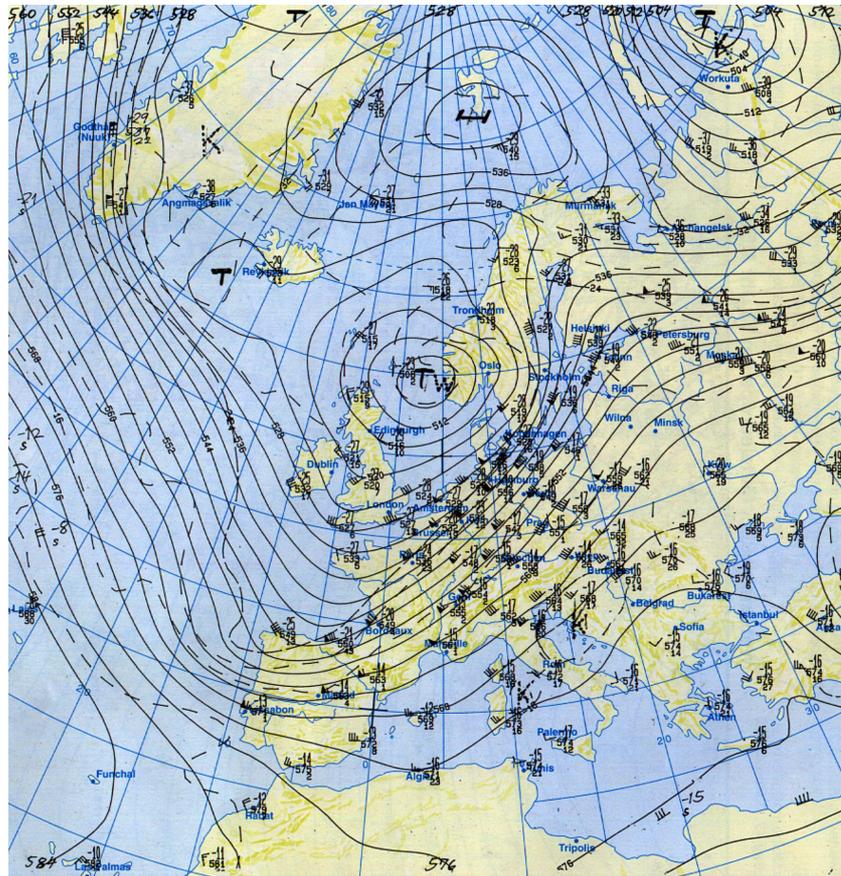


Abbildung 4.20: 31. Oktober 2000, 00 UTC, 500 hPa Analyse

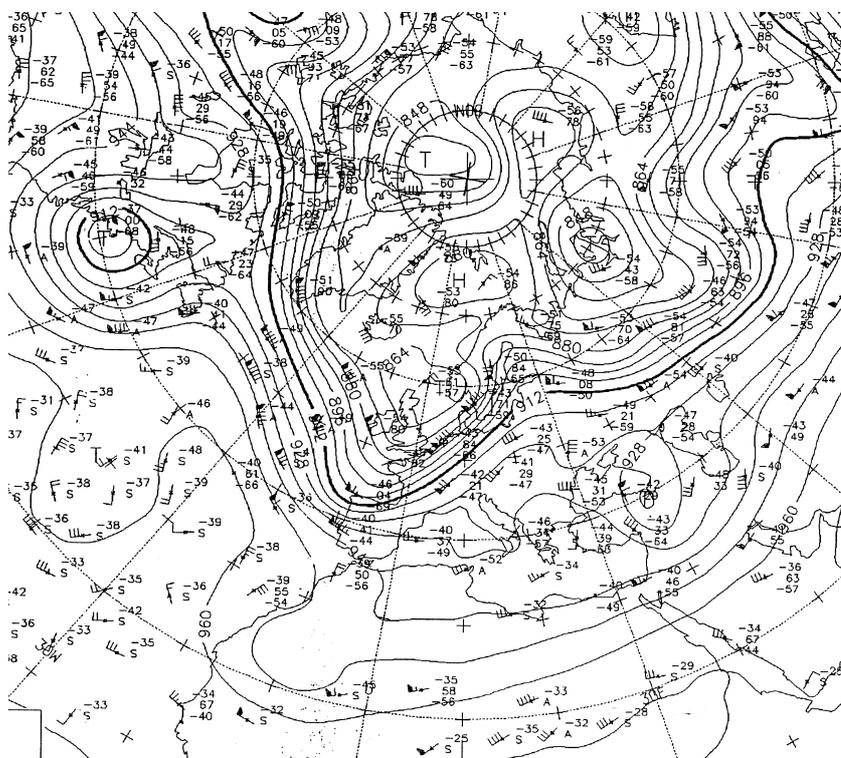


Abbildung 4.21: 31. Oktober 2000, 00 UTC, 300 hPa Analyse (DWD)

# Kapitel 5

## Der (Polarfront-) Jetstream

### 5.1 Definition

Man versteht nach der Definition der [8, WMO, 1961] unter einem Jetstream allgemein *einen starken, schmalen Strom, der entlang einer quasihorizontalen Achse in der Troposphäre oder in der Stratosphäre konzentriert ist, durch starke vertikale oder horizontale Gradienten der Windgeschwindigkeit charakterisiert wird, sowie ein oder mehrere Geschwindigkeitsmaxima aufweist*. Als willkürliche untere Grenze für die Geschwindigkeit wurde dabei der Wert  $30 \text{ m sec}^{-1}$  (60 kn) festgesetzt. [8, Reiter, 1961] fixiert diese Untergrenze bei 80 kn. Typische Dimensionen für einen Jetstream sind einige tausend Kilometer Länge, mehrere hundert Kilometer Breite und mehrere Kilometer vertikale Mächtigkeit (Abb. 5.1). Ihre zugehörige barokline Zone reicht durch die gesamte Troposphäre bis in Bodennähe.

Nach [8, Reiter, 1961] befinden sich der Subtropen-Jet und der Polarfront-Jet auf der warmen Seite der Front. Der *PFJ* kommt unterhalb der subtropischen Tropopause in ca. 8 km Höhe zu liegen, ist aber stromauf- bzw. stromabwärts nicht quasihorizontal; vielmehr ist sein Höhenverlauf variabel und kann durchaus bis auf Höhen von 6 km absinken. Dies allerdings ist widersprüchlich zur Definition in [8, WMO, 1961].

Entsprechend der thermischen Windgleichung muß ein solcher Strahlstrom im Gleichgewicht mit stark baroklinen Frontalzonen unterhalb und oberhalb verknüpft sein. Das geostrophische Windmaximum liegt dann dort, wo der isobare Temperaturgradient in der Vertikalen sein Vorzeichen wechselt und Null wird.

Bei oberflächlicher Betrachtung von meteorologischen Analysen des Jetstreams könnte man den Eindruck gewinnen, als seien die Dimensionen der horizontalen und vertikalen Windscherungen gleichwertig. In Wirklichkeit erweist es sich aber, daß der Halbwert der im Strahlstromkern festgestellten Windgeschwindigkeit in der Horizontalen bei etwa 200 bis 300 km Entfernung von der Jetachse (je nach zyklonaler oder antizyklonaler Seite), in der Vertikalen dagegen im Mittel etwa 5 km oberhalb bzw. unterhalb des Niveaus maximaler Windes erreicht wird. Somit sind die Strahlströme äußerst *flache* Schichten großer Windgeschwindigkeit, welche in die Atmosphäre eingelagert sind und deren horizontale Dimensionen - quer zur Jetachse gemessen - die vertikalen Dimensionen um beinahe *zwei Größenordnungen* übertreffen.

### 5.2 Erscheinungsform

Nach Abb. 10.13 enthält das Zirkulationsschema der Nordhalbkugel zwei hochtroposphärische Strahlströme, die an die baroklinen Zonen der Polarfront und der Subtropikfront gebunden sind und dementsprechend als *Polarfront - Jetstream* und *Subtropen - Jetstream* bezeichnet werden. Gemäß seiner Zugehörigkeit zur quasistationären *Hadley-* Zirkulation ist der in 12 km Höhe verlaufende Subtropen-Jet nach Lage und Intensität außerordentlich persistent und macht nur langsame, jahreszeitlich bedingte Variationen durch. Im Gegensatz dazu ist der Polarfront-Jet wie die Polarfront

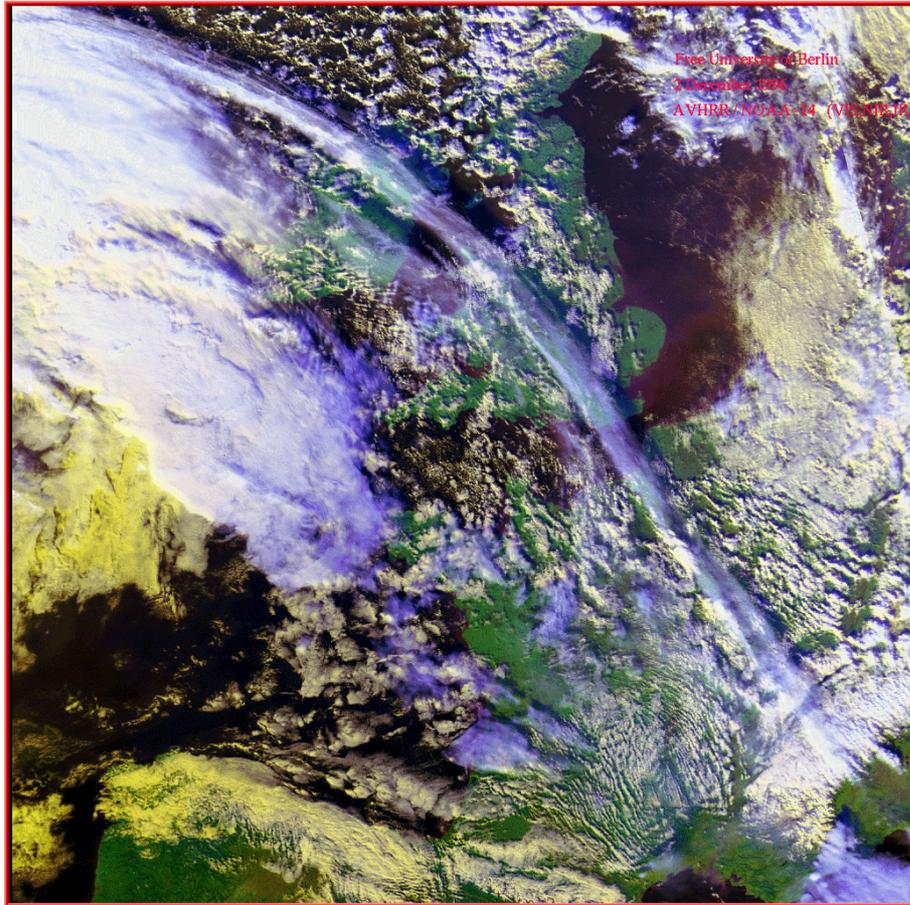


Abbildung 5.1: 2. Dezember 1996, PM, Polarfront-Jet über W - Europa, AVHRR NOAA-14, Channels 1,2,4 (VIS, NIR, IR)

selbst raschen zeitlichen Veränderungen unterworfen. Auch räumlich ergeben sich Unterschiede: Während der Subtropen-Jet häufig als schwach mäandrierender, hemisphärischer Ringstrom ausgebildet ist, findet man den polaren Jet zumeist in zahlreiche Teilstücke und Äste aufgespalten, in deren Bereich die Geschwindigkeit stark variiert. Geschwindigkeitsmaxima und -minima wechseln entlang der Achse miteinander ab, verbunden mit Konfluenz- und Diffluenzzonen des Stromfeldes. Geschwindigkeitsmaxima werden häufig als *jet streaks* bezeichnet.

Im Bodenfeld findet man unter dem *Delta* des Strahlstrommaximums zur Linken stromaufwärts ein kräftiges Tief mit einem teilweise okkludierten Frontensystem, dessen Okklusionspunkt im Allgemeinen genau unter der Jetachse liegt. Der sich nach Westen anschließende Frontenzug verläuft in 600 km Entfernung von der Achse etwa parallel zu ihr (Abb. 5.4).

Im Vorgriff auf die Diskussion der Modelle in den Abbildungen 6.1 (a bis c) sollen nun die Strukturen der Höhenströmung bezüglich der Divergenzen und Konvergenzen, die mit ihrem Druckänderungseffekt eine Zyklogenese oder Antizyklogenese einleiten können und im weiteren Verlauf auch wesentlich die Verlagerung und Intensitätsänderung der Druckgebilde beeinflussen, besprochen werden.

[3, *Scherhag, 1949*] hat auf die Bedeutung von Konfluenz- und Diffluenzzonen in der Höhenströmung hingewiesen. Sie sind verbunden mit Geschwindigkeitsmaxima und verlagern sich gewöhnlich langsam verglichen mit der Geschwindigkeit der Partikel, werden also von denen durchströmt. Hierbei kommt es zu deutlichen ageostrophischen Querbewegungen der Luft - vom hohen zum tiefen

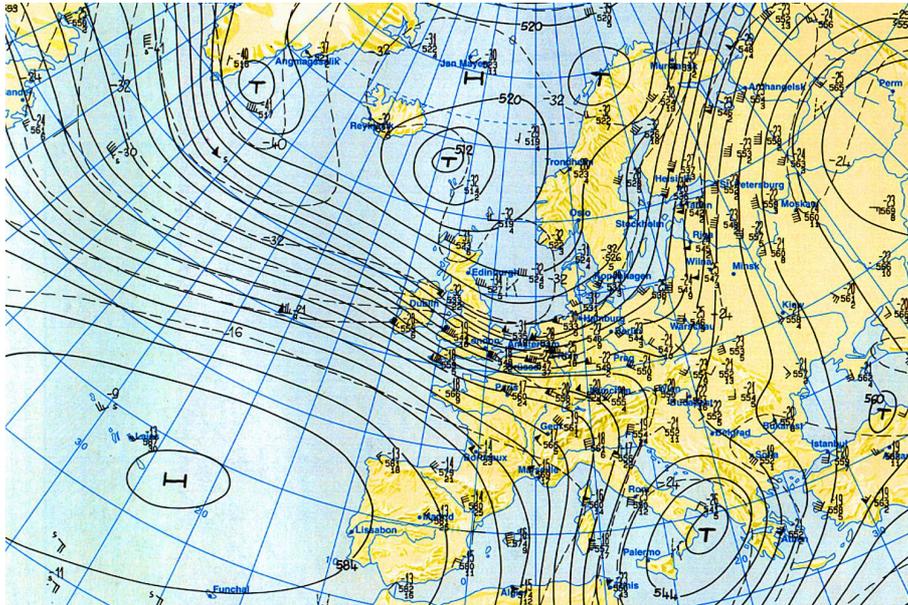


Abbildung 5.2: 2. Dezember 1996, 00 UTC, 500 hPa Analyse, *Berliner Wetterkarte*

Potential in der Konfluenzzone, dem *Einzugsgebiet*, und vom tiefen zum hohen Potential in der Diffluenzzone, dem *Delta* der Strömung.

Betrachtet man nur diese Querkomponente, so ergibt sich horizontale Divergenz im Windfeld auf der antizyklonalen Seite des Einzugsgebietes sowie im zyklonalen Bereich des Deltas und Konvergenz auf der jeweils entgegengesetzten Flanke. In den Gebieten mit Divergenz resultiert für das betreffende Niveau, aber auch für alle Niveaus darunter, ein Beitrag zu Druckfall, in den Gebieten mit Konvergenz umgekehrt ein Beitrag zu Druckanstieg (Abb. 5.3).

Die synoptische Erfahrung bestätigt diese Aussagen teilweise. Tatsächlich erfolgt die erste Phase der Zyklonogenese, die Bildung der Frontalwelle, sehr häufig unter der antizyklonalen Flanke einer Konfluenzzone in der Höhe (Abb. 5.4), und bei der Weiterentwicklung zur Sturm- oder Orkanzyklone findet man meist ein Diffluenzmuster der inzwischen formierten Welle der oberen Strömung überlagert.

Die Beziehungen sind allerdings bei weitem nicht so streng, daß man sie zur vollständigen Erklärung der Vergenzen in der Höhe heranziehen könnte. Die Erklärung gilt ohnehin nur, wenn man unterstellt, daß längs der Strömung geostrophisches Gleichgewicht herrscht, so daß die Horizontaldivergenz allein durch die Querkomponente bestimmt wird. Diese Forderung wird natürlich nicht immer und nicht vollständig erfüllt sein. Generell gilt ja, daß in einer Konfluenzzone Richtungskonvergenz mit Geschwindigkeitsdivergenz und in einer Diffluenzzone umgekehrt Richtungsdivergenz mit Geschwindigkeitskonvergenz kombiniert wirksam werden. Daraus ergibt sich zum einen eine Kompensation, zum anderen aber auch die Möglichkeit, daß die resultierende Verteilung der Gesamtdivergenz sehr unterschiedlich sein kann. Die Abschätzungen der Vergenzen über das Wellenmuster nach [10, *Bjerknes, Holmboe, 1944*] bleibt zunächst unberücksichtigt.

Den Isolinien der absoluten Vorticity folgend zeichnet sich der linke vordere Quadrant des Jetdeltas durch ein Maximum an positiver (abs.) Vorticityadvektion (PVA) aus, der rechte vordere Quadrant durch ein Maximum an negativer Vorticityadvektion (NVA). Auf der Rückseite des Jetkernes ergibt sich genau das umgekehrte Zirkulationsmuster. Negative Vorticityadvektion (NVA) ist zur Linken der Jetachse anzutreffen (linker rückwärtiger Quadrant) und im rechten rückwärtigen Quadranten müssen wir wieder PVA diagnostizieren. Südlich des Jetkernes (auf der warmen Seite) befindet sich das Minimum der relativen absoluten Vorticity, der Wert (wie später hergeleitet wird) den Wert 0 nicht unterschreitet.

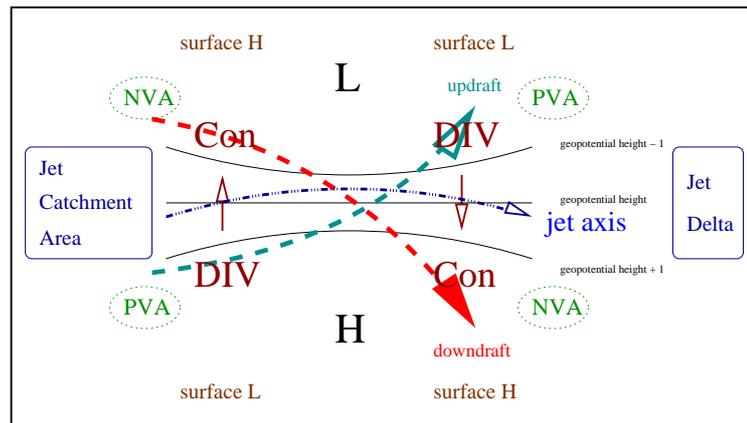


Abbildung 5.3: Ageostrophische Querbewegungen im Bereich von Konfluenz- und Diffluenzzonen und Divergenz der Querkomponente

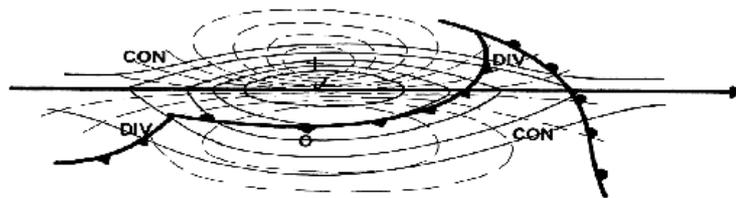


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung der Bodenfronten sowie der (abs.) Vorticityverteilung (strichliert) und der Vergenzen im 300 hPa Niveau im Bereich eines Jetstreammaximums (Isotachen volle Linien)

Die Höhendivergenz im linken vorderen Quadranten in 300 hPa initiiert in den darunterliegenden Luftschichten bis zum Boden eine nach oben gerichtete Vertikalbewegung (mit Vertiefung der darunterliegenden Zykone). Im Jetniveau kommt es dabei zu einem ageostrophischen Massenfluß in Richtung hohen Potentials bei gleichzeitiger (dortiger) Höhenkonvergenz. Daraus läßt sich in den darunterliegenden Luftschichten eine Absinkbewegung mit Wolkenauflösung und Bodendruckanstieg ableiten. Das Jetdelta zeichnet sich demnach durch eine Rotationsbewegung mit horizontaler Rotationsachse parallel zum Jetstream mit troposphärischen Aufwärtsbewegungen und Wolkenbildung im linken vorderen Quadranten und Absinkbewegung auf der rechten Seite mit Austrocknung der Troposphäre, aus. Dieses gewaltige Zirkulationsschema findet seine Umkehrung auf der Rückseite des Deltas im Einzugsbereich des Jetstreamkernes. Dort wird das troposphärische Zirkulationsrad durch die Höhendivergenz im rechten rückwärtigen Quadranten angetrieben. Hier ist folgerichtig im Bodenniveau eine zyklogenetische Entwicklung möglich, sollte in den darunterliegenden Schichten ausreichende vertikale Baroklinität vorhandensein.

Dadurch daß im linken vorderen Quadranten *kalte* Luft aufsteigt, also kälter wird, und im rechten vorderen Quadranten *warme* Luft sich absinkend erwärmt, kommt es zum Aufbau potentieller Energie. Diese Energieresource führt zur Erhöhung der Potentialgradienten normal zur Jetachse. Dies initiiert natürlich eine Abnahme von kinetischer Energie, welche letztendlich den Jetkern nach Osten antreibt und verlagert. Genau umgekehrt zeigt sich das rückwärtige Zirkulationsrad mit Er-

wärmung der *kalten* Luft durch Absinken und Abkühlen der *warmen* Luft im rechten rückwärtigen Quadranten. Dieser Abbau an potentieller Energie vermindert den isobaren Potentialgradienten. Es kommt zum Aufbau von troposphärischer kinetischer Energie mit zunehmender Höhe. Auch dieser Mechanismus unterstützt die Ostwärtsverlagerung des Jetstreams (vergleiche hierzu Abb. 5.3).

Daraus ergibt sich eine großräumige Absinkbewegung die im linken hinteren Quadranten eingeleitet wird und über den Jetkern und seine horizontale Achse auf die warme Seite in den rechten vorderen Quadranten sich ausdehnt. In vielen Satellitenbildern ist dies als wolkenfreie Zone identifizierbar.

Das Isotachen - Maximum westlich Irlands verlagerte sich in den Abbildungen 4.13 und 4.21 mit ca. 30 kn nach E zur Normandie und schwenkte in westliche bis südwestliche Richtung um. Dabei blieb der Potentialwert der 300 hPa Fläche im Bereich des Maximums mit 880 gpm nahezu konstant. Das ist typisch für das Wandern von Jet-Maxima und kann für Vorhersagezwecke benutzt werden. Der Ausbildung von *jet-streaks* ist dabei großes Interesse zu widmen, denn ihre Modifikationen hinsichtlich Richtung und Geschwindigkeit sind wichtige Indikatoren für die weitere Zugrichtung des zentralen Jetkernes. Die im Vergleich zur Windgeschwindigkeit geringe Verlagerung zeigt an, daß die Luftpartikel das Maximum sehr rasch durchströmen.

Es wird später gezeigt werden, daß im Bereich des Jetstreams die stärksten Divergenzen und Konvergenzen der Höhenströmung auftreten. Das ist gleichbedeutend mit der Tatsache, daß dort die ageostrophischen Windkomponenten besonders groß sind. Ein Großteil ist auf die Krümmungsänderungen zurückzuführen, die die Partikel beim Durchlaufen der hochtroposphärischen Wellen erfahren. Dadurch sind die Winde in den Trögen mehr oder minder stark subgeostrophisch. Im Trog ist die aktuelle Jet-Geschwindigkeit nur halb so groß wie die geostrophische Geschwindigkeit, während sie im Rücken 1.7 mal so groß ist und somit nahe dem Höchstwert  $2 \vec{v}_g$  liegt.

### 5.3 Horizontale und vertikale Windscherung

An den beiden Flanken des Jetstreams in den Abbildungen 4.13 und 4.21 über Mitteleuropa zeigt sich eine beachtliche horizontale Windscherung über Mitteleuropa, die aber auf der zyklonalen Seite wesentlich größer ist als auf der antizyklonalen. Analoges gilt für die aus der Scherung resultierende Scherungsvorticity ( $-\partial V/\partial n$ ). Zur Aufrechterhaltung des dynamischen Gleichgewichts innerhalb einer adiabatischen Strömung darf die absolute geostrophische Vorticity nicht negativ werden. Obwohl die Grenzbedingung

$$\eta_{g\Theta} = \left( V_g K_i - \frac{\partial V_g}{\partial n} + f \right) \geq 0$$

für Isentropenflächen gilt, kann sie in Nähe des Maximalwindniveaus, wo die Isentropenflächen nahezu isobar liegen, auch auf Druckflächen übertragen werden (Abb. 5.4). Wenn man unterstellt, daß die Winde weitestgehend geostrophisch sind, folgt aus ihr, daß bei geradliniger Strömung die antizyklonale Scherungsvorticity höchstens den Wert des Coriolisparameters annehmen darf. Aus

$$\delta n \geq \frac{\delta V}{f}$$

errechnen sich für den Mindestabstand der 20 kn-Isotache in 80 °N 70 km, in 50 °N 90 km und in 30 °N etwa 135 km. Auf diesen Mindestabstand sollte bei der Isotachenanalyse unbedingt geachtet werden. Bei antizyklonaler Krümmung der Stromlinien muß der Abstand sogar noch größer sein, während bei stark zyklonaler Krümmung auch engere Isotachenabstände in Übereinstimmung mit der Gleichgewichtsforderung sind. An der zyklonalen Flanke des Jetstreams dagegen können die Isotachen beliebig eng liegen.

### 5.4 Verlauf der Jetachse

Vergleicht man die Höhen, in denen entlang der Jetachse der Maximalwind festgestellt wurde, so findet man relativ geringe Änderungen. Das bedeutet, daß die Jetachse tatsächlich quasihorizontal

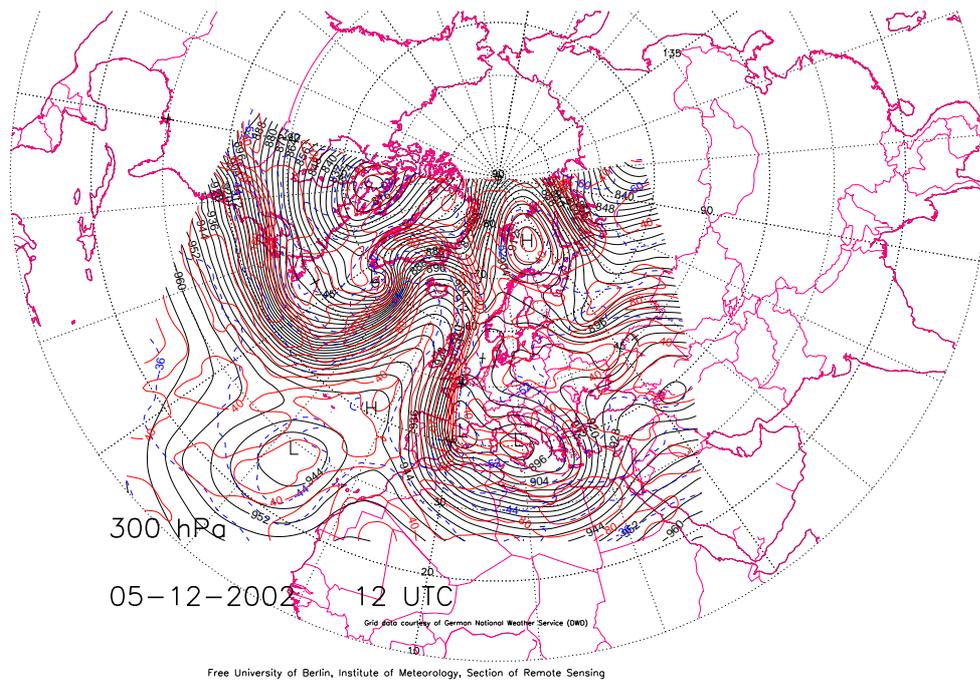


Abbildung 5.5: 300 hPa Analyse vom 5. Dezember 2002 mit Isotachenanalyse (rote Linien) in [kn]

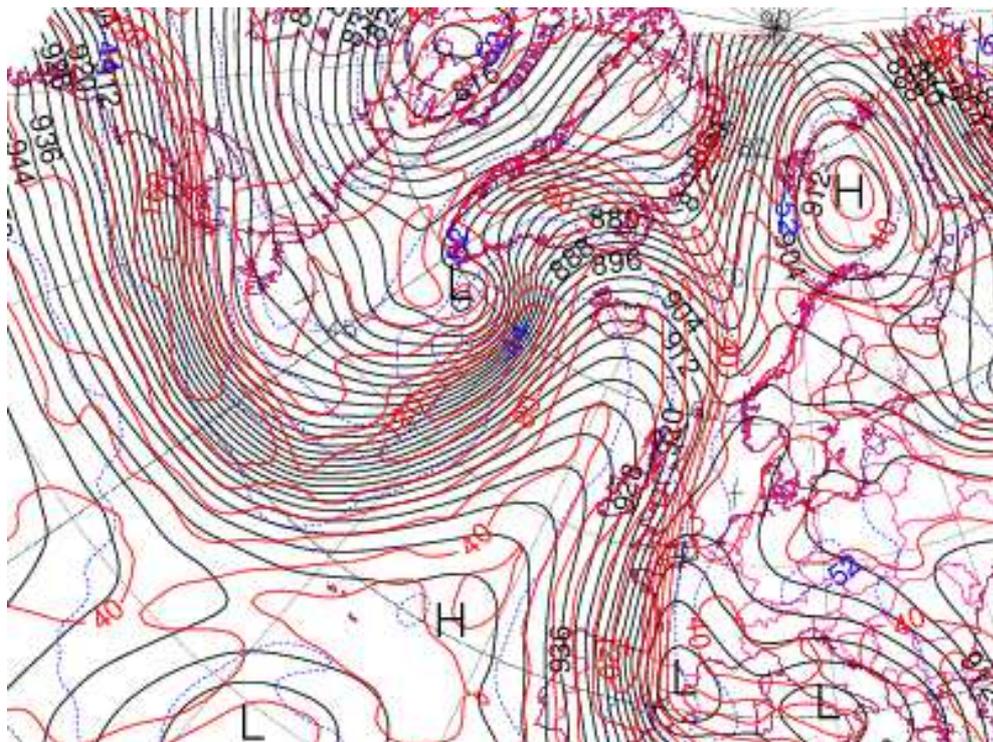


Abbildung 5.6: 300 hPa Analyse vom 5. Dezember 2002 mit Isotachenanalyse (rote Linien) in [kn], Ausschnitt von Abb. 5.5

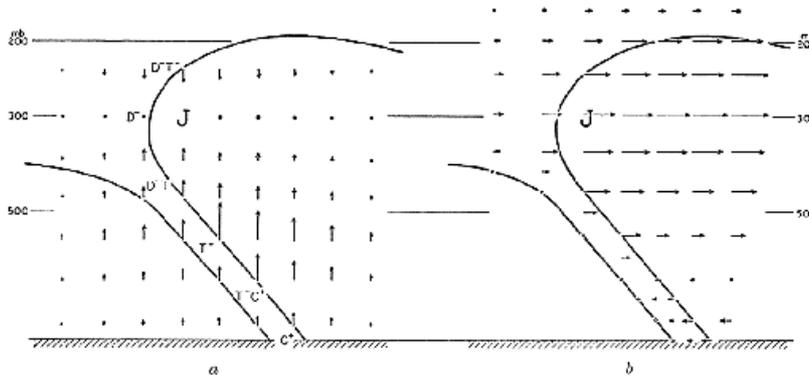


Abbildung 5.7: Schematische Darstellung der Vertikalbewegung (a) und der Querströmung (b) im frontolytisch wirkenden Deltagebiet einer Frontalzone. Im frontogenetischen Einzugsgebiet muß die Richtung der Pfeile umgekehrt werden. J = Position des Jets. Die übrigen Großbuchstaben geben den Effekt verschiedener Terme auf die Vorticityänderung der Strömung an (das Vorzeichen dieser Terme ist als Index kenntlich gemacht): C - Konvergenz, D - Divergenz, T - Aufrichtung von horizontalen *Wirbelröhren*, nach [8, Reiter, 1961]

verläuft. [8, Reiter, 1961] untersuchte die Höhe der Schicht maximaler Windgeschwindigkeit, die durch Geschwindigkeitswerte von 80 % des Maximums nach oben und unten begrenzt wird. Er fand, daß diese Schicht nahe beim Jet-Maximum ihre tiefste Lage einnimmt und über eine Entfernung von 1000 km stromab und stromauf davon um nur 1 km ansteigt. Quer zum Jet betrachtet liegt die Schicht maximaler Geschwindigkeit etwa 100 km links der Achse stromaufwärts am tiefsten.

Die Analysen zeigen immer wieder, daß die Achse des Strahlstromes zumeist nicht parallel zu den Isohypsen verläuft, sondern sie häufig unter großen Winkeln schneidet. Im konfluenten *Einzugsgebiet* des Jet-Maximums verläuft die Achse, wenn man in Richtung des Windes blickt, von hohen zu niedrigen Potentialwerten, wobei gleichzeitig die Geschwindigkeit anwächst, während sie im diffluenten *Delta* wieder höheren Werten zustrebt, wobei die Geschwindigkeit abnimmt.

Dieser Verlauf der Jetachse erinnert an die ageostrophischen Bewegungen, die die Luftpartikel durchführen müssen, wenn sie ein Feld mit unterschiedlicher Geschwindigkeit passieren.

Die Achse des Hochgeschwindigkeitsbandes in den 3D Analysen stimmt genau mit dem Verlauf der 273.0K Isotherme in 650 hPa überein (siehe Abb. 11.6 und Definition auf Seite 35).

## 5.5 Ageostrophische Windkomponenten

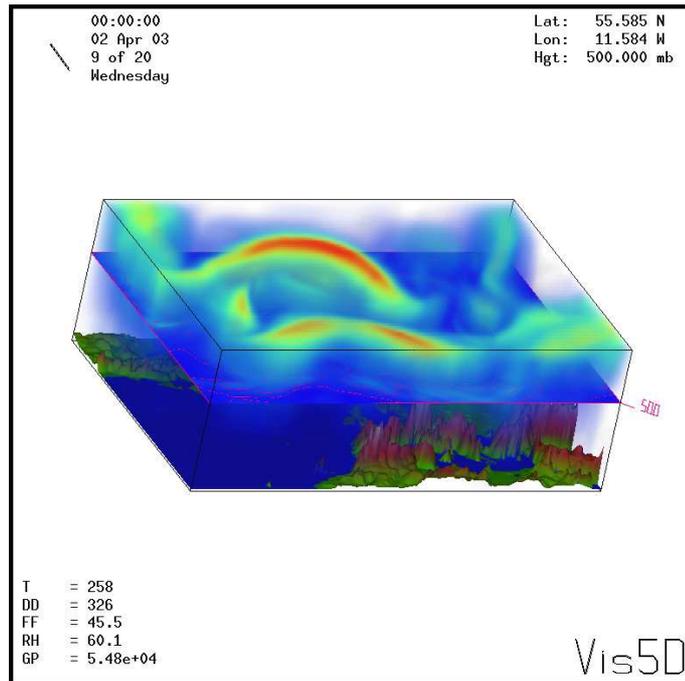
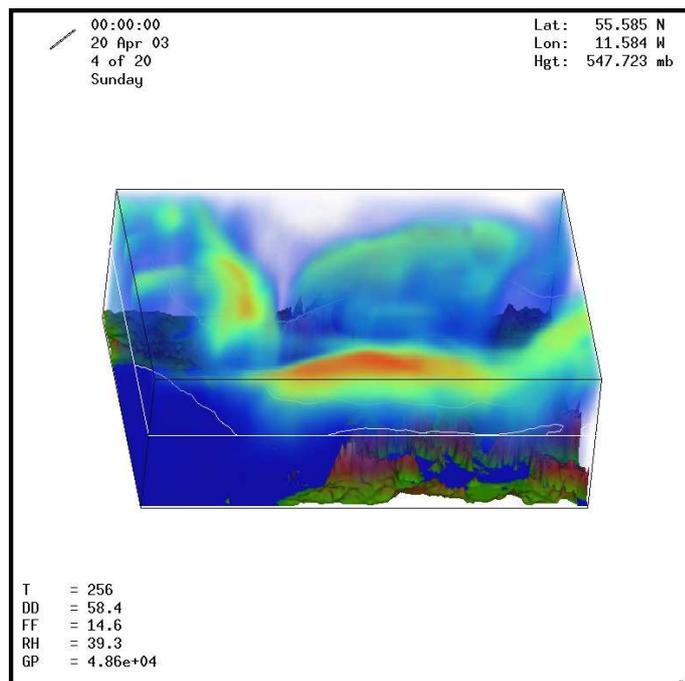
Oberhalb der planetarischen Grenzschicht ist das geostrophische Gleichgewicht im Mittel so gut erfüllt, daß man den geostrophischen Wind als Hilfsmittel für die Analyse der Topographien benutzen kann. Die Abweichungen vom Gleichgewicht, die sogenannten *ageostrophischen Windkomponenten*, sind also normalerweise relativ klein. Dennoch sind sie nicht vernachlässigbar, da gerade sie für die synoptischen Prozesse von ausschlaggebender Bedeutung sind.

Man erhält eine Beziehung für die ageostrophische Windkomponente

$$\mathbf{v}^* = \mathbf{v} - \mathbf{v}_g \quad (5.1)$$

wenn man in der horizontalen Bewegungsgleichung 2.8

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p - f\mathbf{k} \times \mathbf{v}$$

Abbildung 5.8: 3D Geschwindigkeitsanalyse  $|\mathbf{v}_h|$  vom 2. April 1993 (00 UTC)Abbildung 5.9: 3D Geschwindigkeitsanalyse  $|\mathbf{v}_h|$  vom 20. April 1993 (00 UTC)

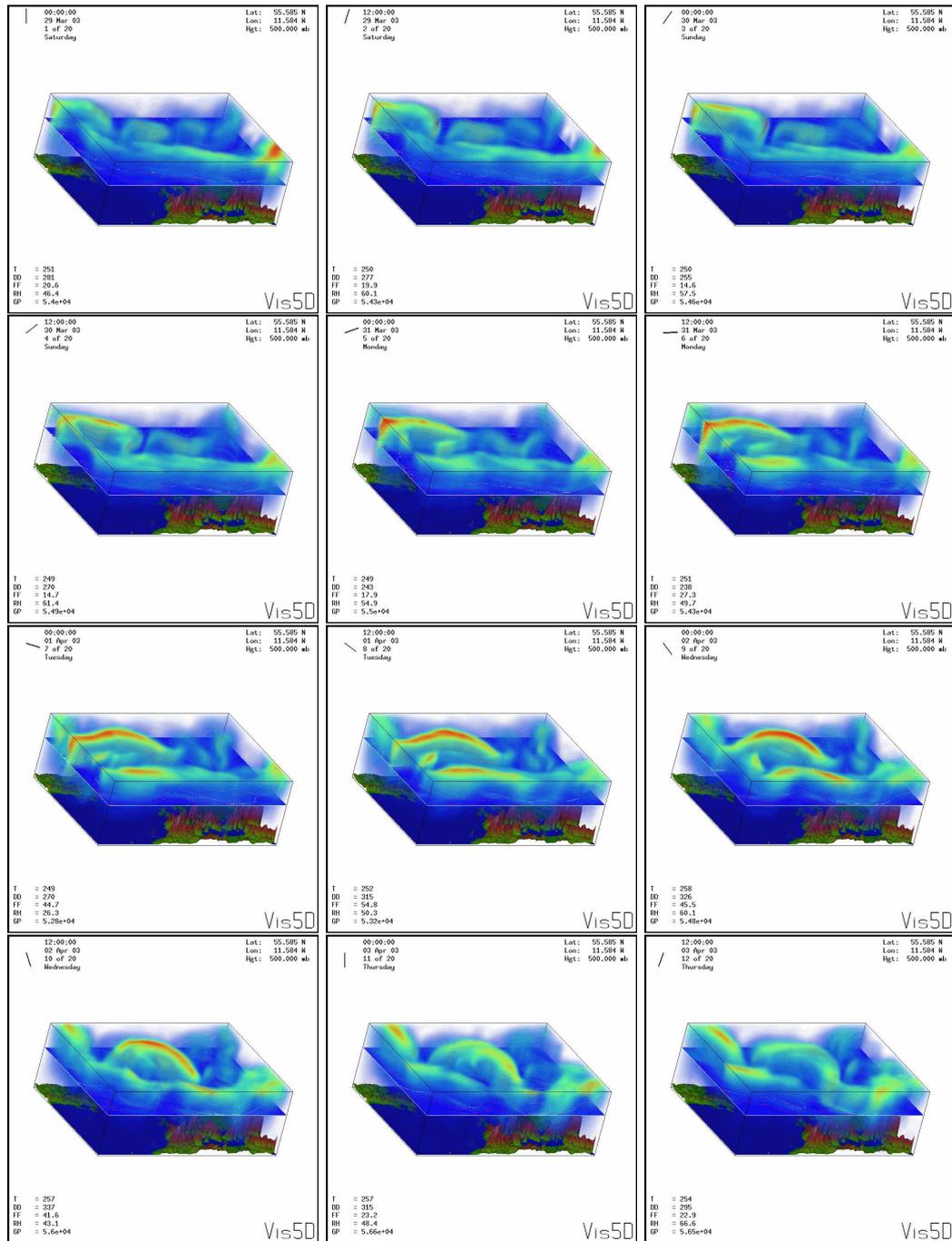


Abbildung 5.10: 3D Geschwindigkeitsanalyse  $|\mathbf{v}_h|$  vom 29. März 1993 (00 UTC) bis 3. April 1993 (12 UTC) 29. März 1993 (00 UTC) bis 3. April 1993 (12 UTC) zu den Terminen 00 UTC und 12 UTC

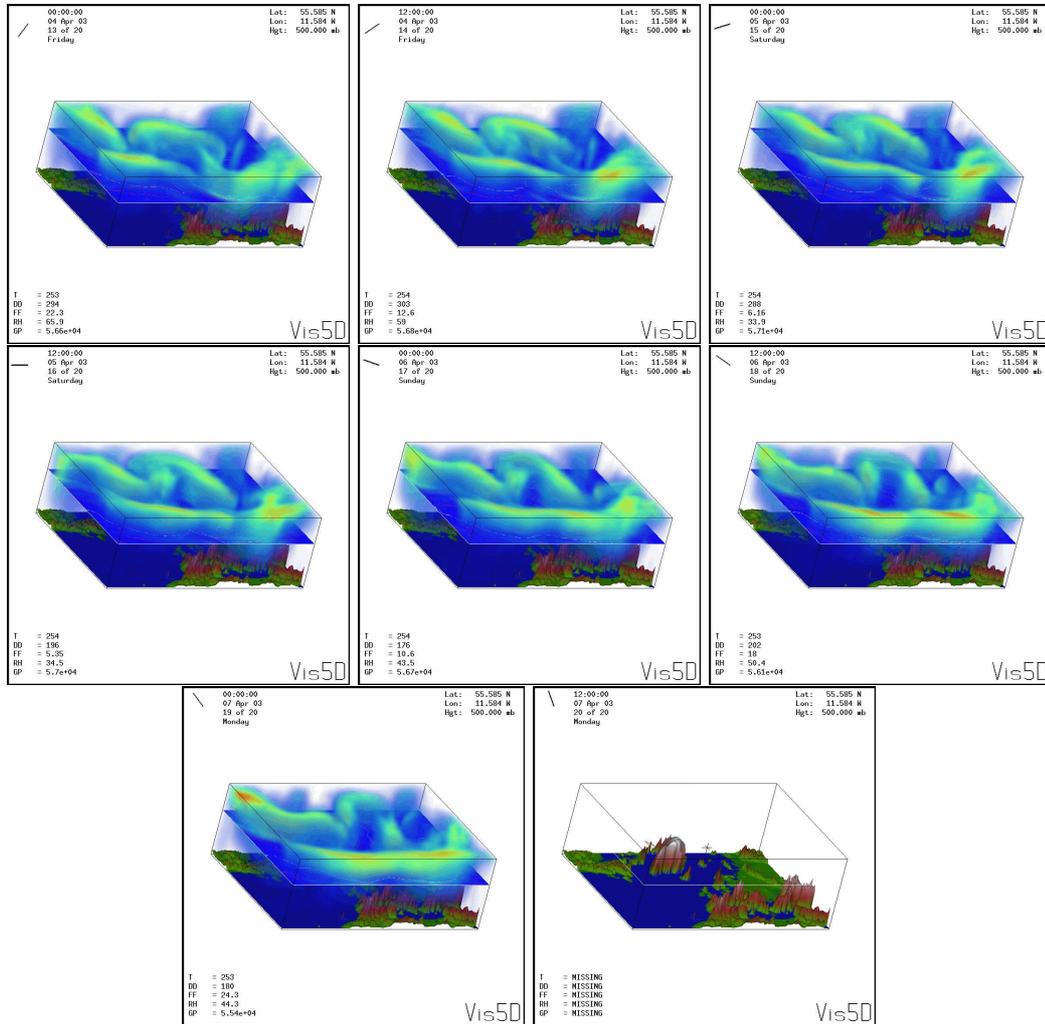


Abbildung 5.11: 3D Geschwindigkeitsanalyse  $|\mathbf{v}_h|$  vom 4. April 1993 (00 UTC) bis 7. April 1993 (12 UTC) zu den Terminen 00 UTC und 12 UTC

die Druckgradientkraft durch den geostrophischen Wind in der Form  $-f\mathbf{v}_g \times \mathbf{k}$  substituiert.

Es folgt dann

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = f(\mathbf{v} - \mathbf{v}_g) \times \mathbf{k} = f\mathbf{v}^* \times \mathbf{k}. \quad (5.2)$$

Diese Beziehung sagt aus, daß der Beschleunigungsvektor senkrecht auf dem Vektor der ageostrophischen Komponente steht und nach rechts weist. Sie soll im folgenden benutzt werden, um - ausgehend von der Beschleunigung - die verschiedenen Formen des ageostrophischen Windanteils zu beschreiben.

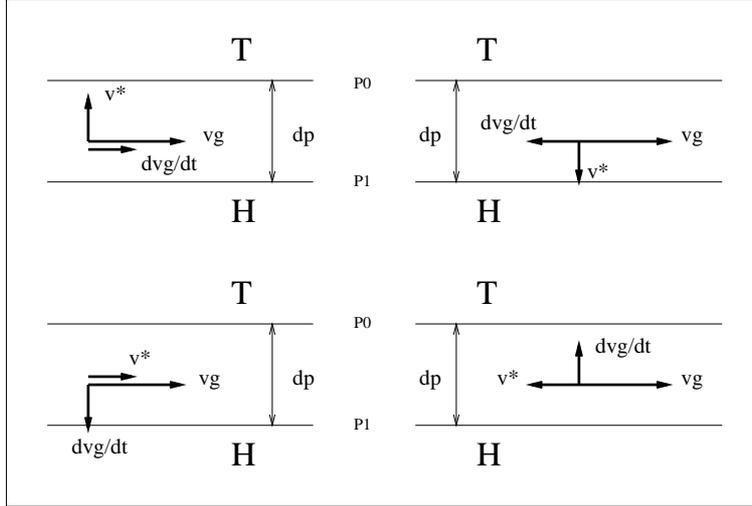


Abbildung 5.12: Ageostrophische Windkomponente und Beschleunigung

Dabei wird unterstellt, daß wegen der Tendenz der Atmosphäre zum Gleichgewicht nicht nur der ageostrophische Windanteil selbst, sondern auch seine zeitliche Änderung gering ist. Bei Schwingungen um den Gleichgewichtszustand gilt das zumindest im zeitlichen Mittel. In erster Näherung kann man dann die tatsächliche Beschleunigung  $d\mathbf{v}/dt$ , die ein Partikel erfährt, ersetzen durch die Änderung des geostrophischen Windes  $d\mathbf{v}_g/dt$ , der es entlang seiner Bahn unterworfen ist:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} \approx \frac{d\mathbf{v}_g}{dt} = f\mathbf{v}^* \times \mathbf{k} \quad (5.3)$$

und

$$\mathbf{v}^* = \frac{1}{f}\mathbf{k} \times \frac{d\mathbf{v}_g}{dt}. \quad (5.4)$$

Damit ist gleichzeitig eine Beziehung zum Druckfeld gegeben. Berücksichtigt man außerdem die Aufspaltung in den tangentialen und zentripetalen Beschleunigungsanteil, so folgt aus 5.3 bzw. 5.4 allgemein, daß Geschwindigkeitsänderungen des geostrophischen Windes mit ageostrophischen Komponenten quer zur Windrichtung, Richtungsänderungen des geostrophischen Windes dagegen mit ageostrophischen Komponenten parallel zur Windrichtung gekoppelt sein müssen. Mit Geschwindigkeitszunahme ist eine ageostrophische Komponente zum tiefen Druck verbunden. Bei einer Richtungsänderung nach rechts weist  $\vec{v}^*$  in Windrichtung, was *supergeostrophische* Winde bedeutet, bei einer Richtungsänderung nach links entgegengesetzt zur Windrichtung, woraus *subgeostrophische* Winde resultieren (Abb. 5.12).

Gemäß

$$\frac{d\mathbf{v}_g}{dt} = \frac{\partial\mathbf{v}_g}{\partial t} + V\frac{\partial\mathbf{v}_g}{\partial s} + w\frac{\partial\mathbf{v}_g}{\partial z} \quad (5.5)$$

läßt sich die totale zeitliche Änderung von  $\mathbf{v}_g$  aufspalten in die Änderung am festen Ort, die Änderung im Feld entlang der horizontalen Stromlinie sowie die Änderung in der Vertikalen bei Vertikalbewegung des Partikel.

Bei Vernachlässigung zeitlicher Dichteänderungen gilt für die lokale Änderung von  $\mathbf{v}_g$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_g}{\partial t} = -\frac{1}{\rho f} \nabla \left( \frac{\partial p}{\partial t} \right) \times \mathbf{k} \quad (5.6)$$

so daß gemäß 5.4 für die damit verbundene ageostrophische Windkomponente

$$\mathbf{v}^* = -\frac{1}{\rho f^2} \nabla \left( \frac{\partial p}{\partial t} \right) \quad (5.7)$$

folgt. Der Vektor der lokalen Änderung verläuft also parallel zu den Isallobaren mit den niedrigen Tendenzwerten zur Linken, während die mit der lokalen Änderung verbundene ageostrophische Komponente die Isallobaren senkrecht schneidet und vom Steiggebiet zum Fallgebiet weist (Abb. 5.13).

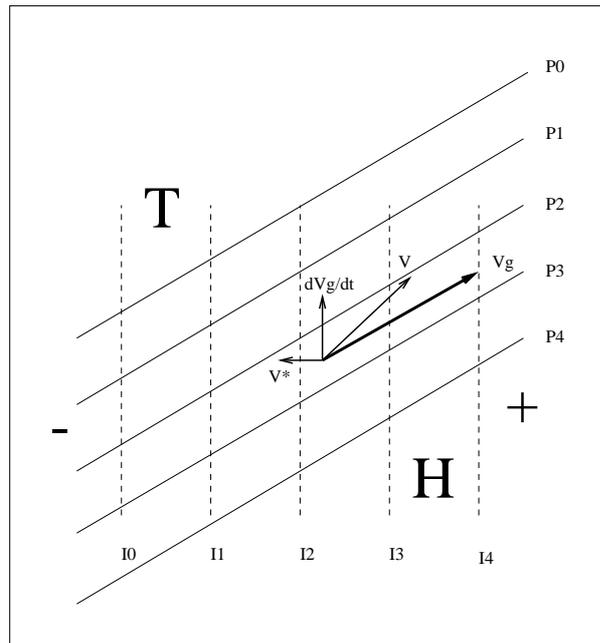


Abbildung 5.13: Der isallobarische Wind ( $I_0, I_1, I_2 \dots$  Isallobaren)

Diese ageostrophische Windkomponente wird *isallobarischer Wind* genannt. Sie verursacht ein Zusammenströmen der Luft im Zentrum des Fallgebietes und umgekehrt ein Ausströmen der Luft aus dem Zentrum des Steiggebietes. Wenn man das Bodendruckfeld betrachtet, folgt daraus aus Kontinuitätsgründen eine aufsteigende Luftbewegung über dem Fallgebiet, die zu Wolkenbildung und Niederschlag führen kann, sowie ein Absinken über dem Steiggebiet, was mit Wolkenauflösung verbunden sein wird.

Auch in der willkürlich ausgewählten Situation der Abb. 5.13 läßt sich die oben angegebene allgemeine Regel verifizieren. Durch das Änderungsfeld muß der geostrophische Wind im zeitlichen Verlauf nach links drehen und gleichzeitig an Stärke zunehmen. Damit das geschehen kann, müssen die wahren Winde sowohl subgeostrophisch als auch eine Komponente zum tiefen Druck besitzen (wegen der Geschwindigkeitszunahme).

Zur Diskussion der ageostrophischen Windanteile, die mit Änderungen des geostrophischen Windes in der Horizontalen auftreten, sollen der Einfachheit halber die Partikelgeschwindigkeit  $\mathbf{v}$  durch  $\mathbf{v}_g$  ersetzt und die Stromlinien mit den Isobaren gleichgesetzt werden. Es ergeben

sich dann Änderungen und zwar der Geschwindigkeit dort, wo die Isobaren zusammen- oder auseinanderlaufen (Konfluenz- bzw. Diffluenzzone), sowie Richtungsänderungen entlang gekrümmter Isobaren.

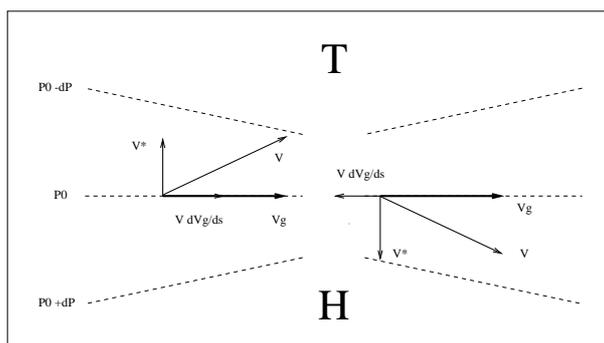


Abbildung 5.14: Ageostrophische Windkomponenten bei Konfluenz und Diffluenz

Abbildung 5.14 zeigt das Verhältnis im Bereich einer Konfluenz- und einer Diffluenzzone, die von den Partikeln durchströmt werden. In der Konfluenzzone müssen die Partikel ihre Geschwindigkeit vergrößern, wozu eine ageostrophische Bewegung zum tieferen Druck erforderlich ist, in der Diffluenzzone müssen sie sie verringern, was über eine Bewegung zum höheren Druck bewerkstelligt wird.

Derartige ageostrophische Windkomponenten sind besonders in der oberen Troposphäre im Bereich des Strahlströme. Im Einzugsgebiet und Delta eines Strahlstrommaximums ergeben sich dadurch nicht selten Richtungsabweichungen vom isohypsenverlauf in der Größenordnung von 20 bis 30 Grad.

Die herausragende Bedeutung der ageostrophischen Windkomponenten für die Dynamik der Atmosphäre und die Bildung von Niederschlag ist bedauerlicherweise selbst der WMO nicht ganz klar, denn der weltweite meteorologische Verschlüsselungscode (*grib code*) sieht bei über 120 Datenelementen keine eigene Identifikationsnummer (ID) für die *ageostrophischen Komponenten* vor. Daß sie natürlich leicht aus dem horizontalen nichtgeostrophischen und geostrophischen Wind ableitbar sind, bleibt dabei nachrangig.

Eine ergänzende Bedeutung kommt den Komponenten natürlich auch bei der Bildung von Niederschlag zu, denn sie steuern durch ihren Massentransport die horizontale Divergenz und Konvergenz und damit die atmosphärischen Vertikalbewegungen. Letztendlich sind sie in einer gewissen Weise für die Verteilung und die Änderung der troposphärischen Feuchte (unter Vernachlässigung der Advektion) verantwortlich. Klimamodellierern ist dieser Sachverhalt bekannt, denn die großräumige Verteilung von Hoch- und Tiefdruckgebieten ist ein Ausdruck dieses Regel- und Rückkopplungsgeflechtes.

Die vorgestellten Ableitungen legen dem kritischen *Synoptiker* den Schluß nahe, bei der großräumigen dreidimensionalen Wetteranalyse das Geschehen oberhalb von 500 hPa nicht auszuschließen. Vielmehr führt zunächst eine erste (gründliche) Isotachentachenanalyse mit weitgehender Vergenzinterpretation in 300 hPa zu einem umfassenden und verständlichen Begreifen des troposphärischen Wettergeschehens. In der Zeitschrift *La Météorology Maritime* wird dieser Sachverhalt wie folgt umschrieben: Die Einbeziehung von Satellitenbildinterpretationen (besonders unterhalb der synoptischen Skala) helfen dabei Fehler bei der Diagnose zu vermeiden. Die Wetterprognose stützt sich also zuerst auf die Ergebnisse der 300 hPa Analyse um anschließend und letztlich nach *Durchschreiten* der Troposphäre zum Bodenniveau hin in eine korrekte Diagnose zu münden. Dies stellt eine notwendige (aber noch nicht hinreichende) Bedingung dar, um die anschließende Prognose vorzunehmen.

### 5.5.1 Analysen im Gitternetz des Europa-Modelles (EM, DWD)

Die mittlere Maschenweite des GME, das die operationellen Modelle GM (Globales Modell) und EM (Europa Modell) ablöst, beträgt 60 km. Die Anzahl der vertikalen Schichten beträgt 31. Beim GM sind dies 19 und beim EM 20. Das neueste Modell LM (Lokales Modell) besitzt eine Maschenweite von 7 km und 35 Schichten und deckt genau das DM (Deutschland Modell) ab, welches eine Maschenweite von 14 km bei 30 Schichten in der Vertikalen in Anspruch nimmt.

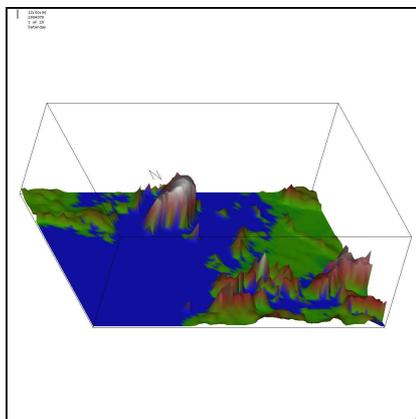


Abbildung 5.15: 3D DWD EM-Domain

Während die geographische Ausdehnung des EM bzw. das Modellgebiet der Abb. 5.15 zu entnehmen ist vermittelt Abb. 5.16 eine akzeptable räumliche Auflösung in der Horizontalen. Die Anzahl der Gitterpunkte beträgt  $181 \times 128$ . Für dieses Gitter stellt der Deutsche Wetterdienst (DWD) zu den Hauptterminen 00 UTC und 12 UTC und für 11 Schichten folgende Analyseparameter zur Verfügung: Geopotential (GEOPOT), Temperatur (TT), rel. Feuchte (PHI), Windgeschwindigkeit (FF) und Windrichtung (DD) des horizontalen nichtgeostrophischen Windes. Dies gilt für die Flächen *surface* und 1000 hPa, 900 hPa, 850 hPa, 800 hPa bis 200 hPa (bei einer Schrittweite von 100 hPa). Der Datentransfer enthält auch die Wasseroberflächentemperatur SST zum 00 UTC Termin. Abgeleitete Größen wie relative Vorticity, Divergenz, spez. Feuchte und *quasiprognostischer* Niederschlag werden automatisch in den 5D Datensatz integriert.

Als Input in den Analysenraum sind die aus den Satellitendaten von METEOSAT und NOAA/AVHRR abzuleitenden Parameter wie Albedo oder Wolkenoberflächentemperatur vorgesehen. Gleichmaßen von großem Interesse sind die aus Mikrowellenradiometermessungen abgeleiteten Daten von NOAA Satelliten (AMSU) in Form von Vertikalprofilen für Feuchte und Temperatur bzw. hydrologische Parameter am Boden (Bodenfeuchte) oder auch Bodenoberflächentemperaturen. So können die vertikalen Integrationsobergrenzen über die Wolkenobergrenztemperaturen und die *konventionellen* Feuchteprofile aus 11 Analyseschichten verbessert werden. Nicht zu vergessen beim Datenimport sind bodengestützte Messungen von Globalstrahlung, direkter bzw. diffuser Strahlung und Strahlungsbilanzen.

Nach Dateneingang der Gitterpunktwerte (Analyse) erfolgen die Berechnung der dynamischen Parameter Rel. Vorticity und Divergenz. Mit Hilfe des Programmes VIS5D wird aus allen genannten Daten ein einziger Datenfile erstellt, welcher folgenden 5-dimensionalen Raum (Vektor) umfaßt und die Komponenten X, Y, Z im Raum, T in der Zeit besitzt. Die 5. Komponente repräsentieren die Analyseparameter dar. Das Gesamtzeitfenster umfaßt 10 Tage retrospektiv, die Anzahl der Gesamtslots beträgt demnach 20 Termine.

Dieser 5-dimensionale stets aktualisierte Datenraum ist zur Visualisierung frei *rotierbar*. Er ist zur Weiterbearbeitung interaktiv manipulierbar, wobei das sofortige Ergebnis in die automatische Visualisierung mündet. Das halbtägliche Update erfolgt inkrementel und ist (im Prinzip) im Internet frei verfügbar. Lediglich die Vertragsverpflichtung zum DWD erfordert einen retriaktiven Zugang

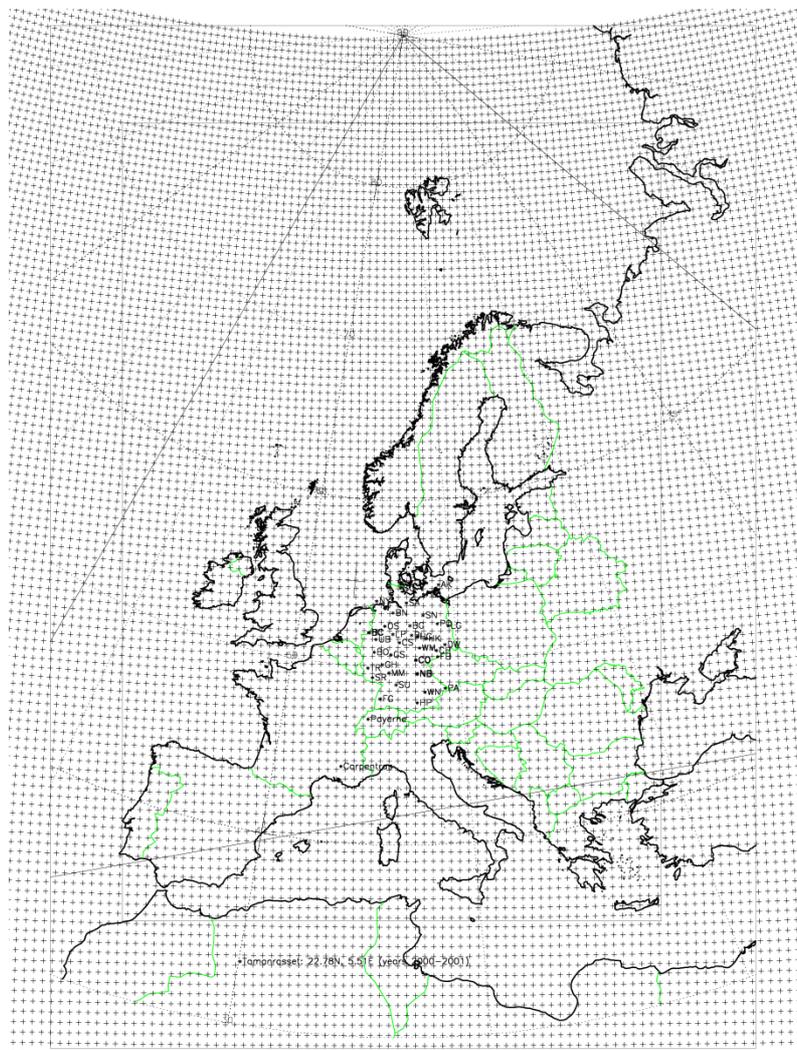


Abbildung 5.16: DWD EM-Domain clipping, Gittermaschenweite 55 km

und ist deshalb nur für einen kleinen Empfangskreis, wie diese Lehrveranstaltung, zugänglich. Die HTTP Adressen lauten:

<http://sat03.satellite.net/motd.html>

[http://sat03.satellite.net/~lesch/data5d/lokal\\_11levels.v5d](http://sat03.satellite.net/~lesch/data5d/lokal_11levels.v5d)

[http://wwsat.met.fu-berlin.de/~LutzLesch/data5d/lokal\\_9levels.v5d](http://wwsat.met.fu-berlin.de/~LutzLesch/data5d/lokal_9levels.v5d)

[http://wwsat.met.fu-berlin.de/~LutzLesch/data5d/lokal\\_5levels.v5d](http://wwsat.met.fu-berlin.de/~LutzLesch/data5d/lokal_5levels.v5d)

Jeder Anwender (der Vorlesung) kann nach einem Download und bei geeigneter Softwareinstallation sofortigen und interaktiven Zugang zum jeweils aktualisierten 5-dimensionalen EM-Analyse-Datenraum der vergangenen 10 Tage erhalten.

Die 2-dimensionalen Vergenzanalysen für 300 hPa und 1000 hPa sind über folgende Adressen abrufbar (00 UTC und 12 UTC):

[http://wwsat.met.fu-berlin.de/~LutzLesch/level\\_0300hpa\\_1200\\_noaa4km\\_europe\\_div\\_vor.html](http://wwsat.met.fu-berlin.de/~LutzLesch/level_0300hpa_1200_noaa4km_europe_div_vor.html)

[http://wwsat.met.fu-berlin.de/~LutzLesch/level\\_0300hpa\\_1200\\_noaa4km\\_europe\\_div\\_vor.html](http://wwsat.met.fu-berlin.de/~LutzLesch/level_0300hpa_1200_noaa4km_europe_div_vor.html)

Die Abbildungen 5.17 bis 5.19 zeigen nun in einer Draufsicht die vielfältigen Variationen des Jetstreams (PFJ). Von besonderem Interesse ist hierbei die dynamische Entwicklung des Jets ab dem Termin 22. Mai 2003 12 UTC in der Abb. 5.19. Zunächst verläuft er nahezu zonal in östlicher Richtung. Ab dem 24. Mai 2003 00 UTC bleibt er jedoch stationär, dafür erfolgt aber eine zunehmende antizyklonale Krümmung des Polarfront Jets und Geschwindigkeitszunahme innerhalb des Jetkernes. Dies ist eine Folge der geschilderten Wirkung der ageostrophischen Komponenten. Die einhergehende Zyklogenese in der gesamten Atmosphäre ist evident.

Es bleibt festzustellen, daß aus den vorstehend dargelegten Gründen auf eine Publikation der 500 hPa Analysenkarte in heutiger Zeit verzichtet werden kann. Sie stammt noch aus (archaischen) Zeiten, in denen die Verlagerung von Hochs und Tiefs auf graphischem Wege erfolgte (*R. Scherhag, 1950*). Die 500 hPa Analyse diente dabei (als Höhenströmung) zur Ermittlung der Verlagerungsrichtung und Verlagerungsgeschwindigkeit. Aus dynamischen Gründen ist die Veröffentlichung der 300 hPa Analyse (nicht nur für den Synoptiker) von sehr viel größerer Bedeutung.

Bei der Akzentuierung oder Beschreibung von Zyklonen und Antizyklonen ist die Angabe von Attributen wie schwach, stark, kräftig o. ä. wenig hilfreich. Ihr ist nämlich nicht zu entnehmen, auf welche meteorologische Parameter sie sich bezieht. Oft bezieht sie sich auf die Windgeschwindigkeit FF, manchmal aber auch auf die Drucktendenz oder gar den Niederschlag RR. Auch fehlen hierzu Angaben hinsichtlich der zugehörigen geographischen Verteilung oder gar auf welches vertikale Niveau sich die Angaben beziehen. Es bietet sich vielmehr zur Charakterisierung der synoptischen Wetterlage an, beispielsweise Formulierungen wie folgt zu benutzen:

**Ein Tiefdruckgebiet mit Kerndruck von 975 hPa und einer Divergenz auf der Höhenstufe von 300 hPa mit  $\nabla \cdot \mathbf{v} = 4 \cdot 10^{-5} \text{sec}^{-1}$  befindet sich im nördlichen Atlantik nahe Island.**

Analog hierzu gilt dieser Formulierungsansatz auch für Hochdruckgebiete. Die zu benennende Konvergenz besitzt dann ein negatives Vorzeichen. Die ageostrophische Höhendivergenz beschreibt umfänglich die 4-dimensionalen dynamischen Vorgänge in der gesamten Troposphäre und schließt die Auswirkungen der orographischen Bodenverhältnisse mit ein.

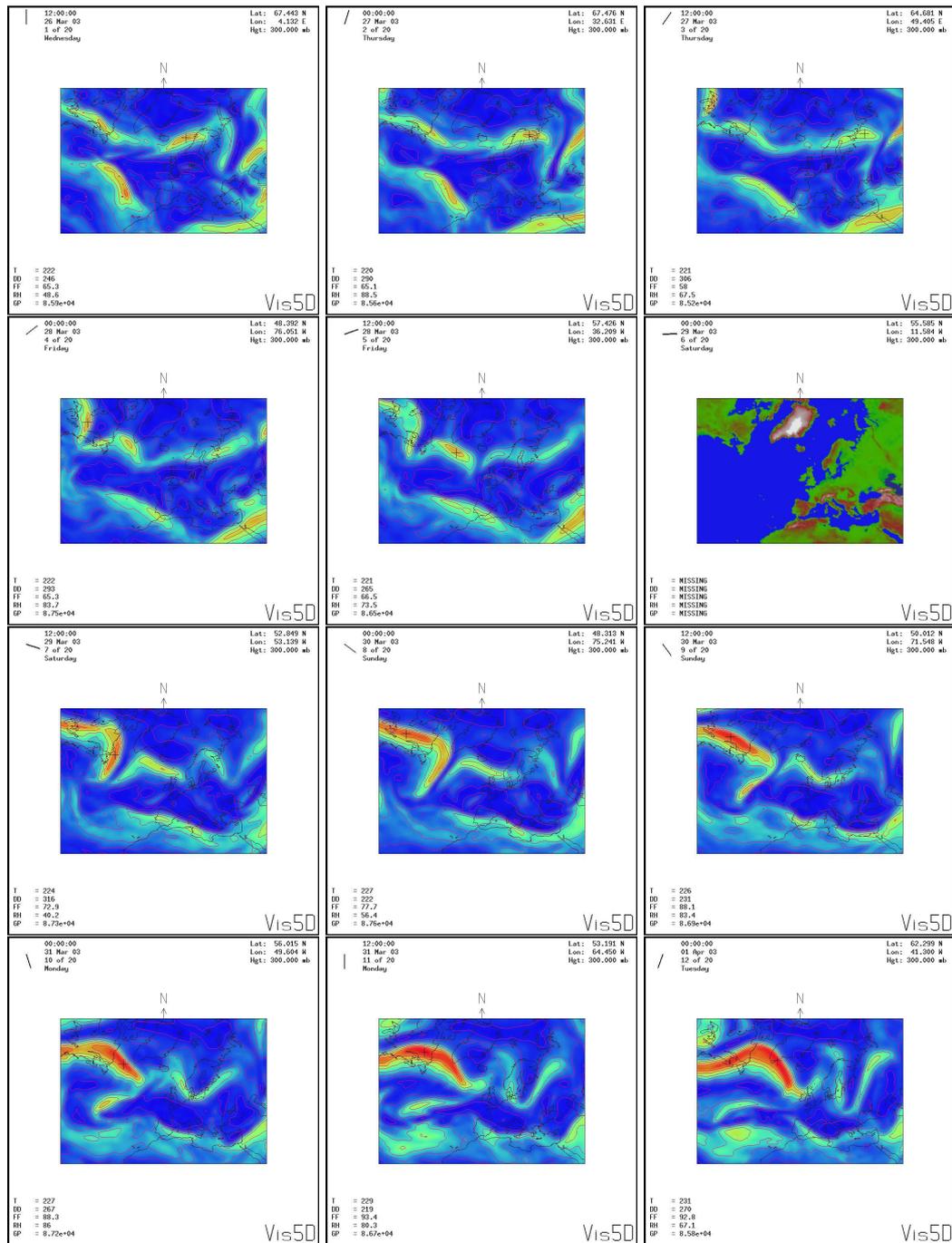


Abbildung 5.17: 300 hPa Geschwindigkeitsanalyse  $|v_h|$  vom 26. März 1993 (12 UTC) bis 1. April 1993 (00 UTC) zu den Terminen 00 UTC und 12 UTC

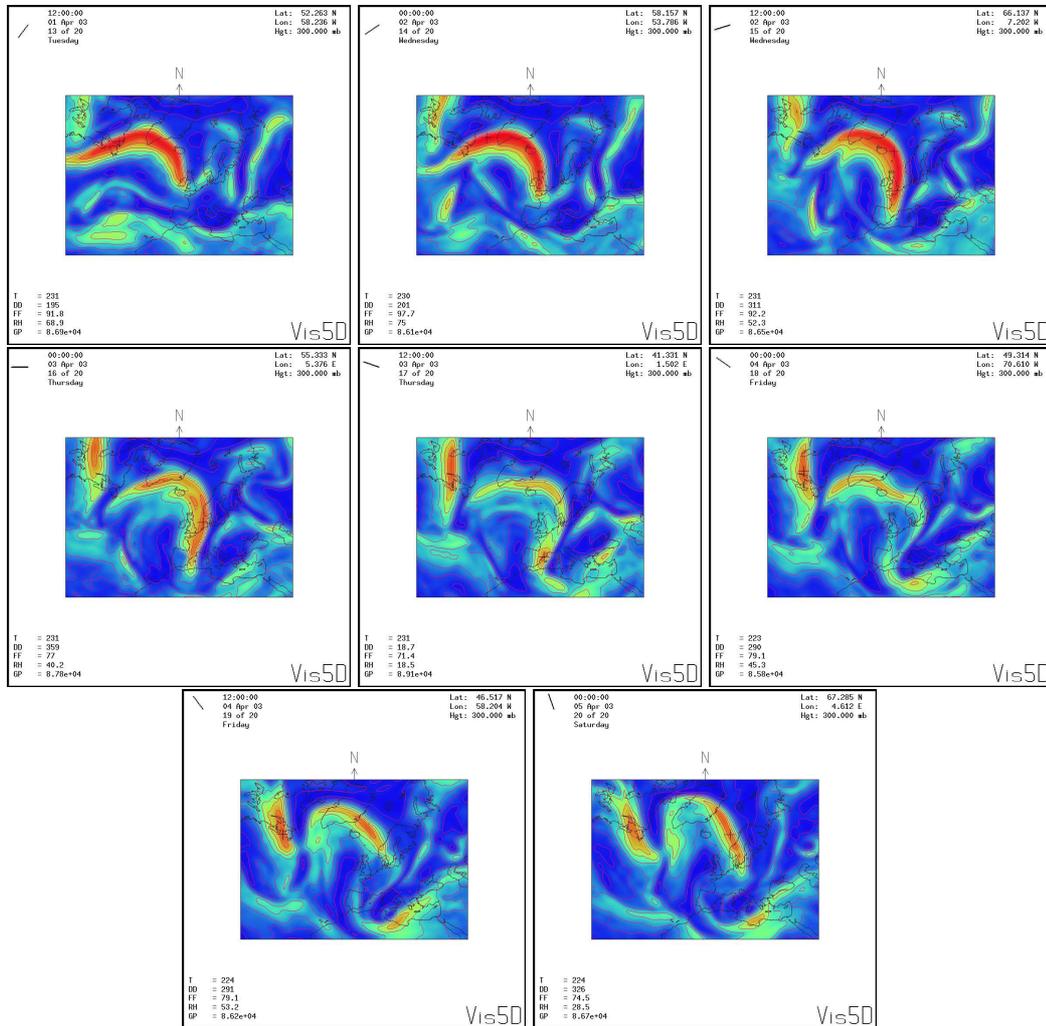


Abbildung 5.18: 300 hPa Geschwindigkeitsanalyse  $|v_h|$  vom 1. April 1993 (12 UTC) bis 5. April 1993 (00 UTC) zu den Terminen 00 UTC und 12 UTC

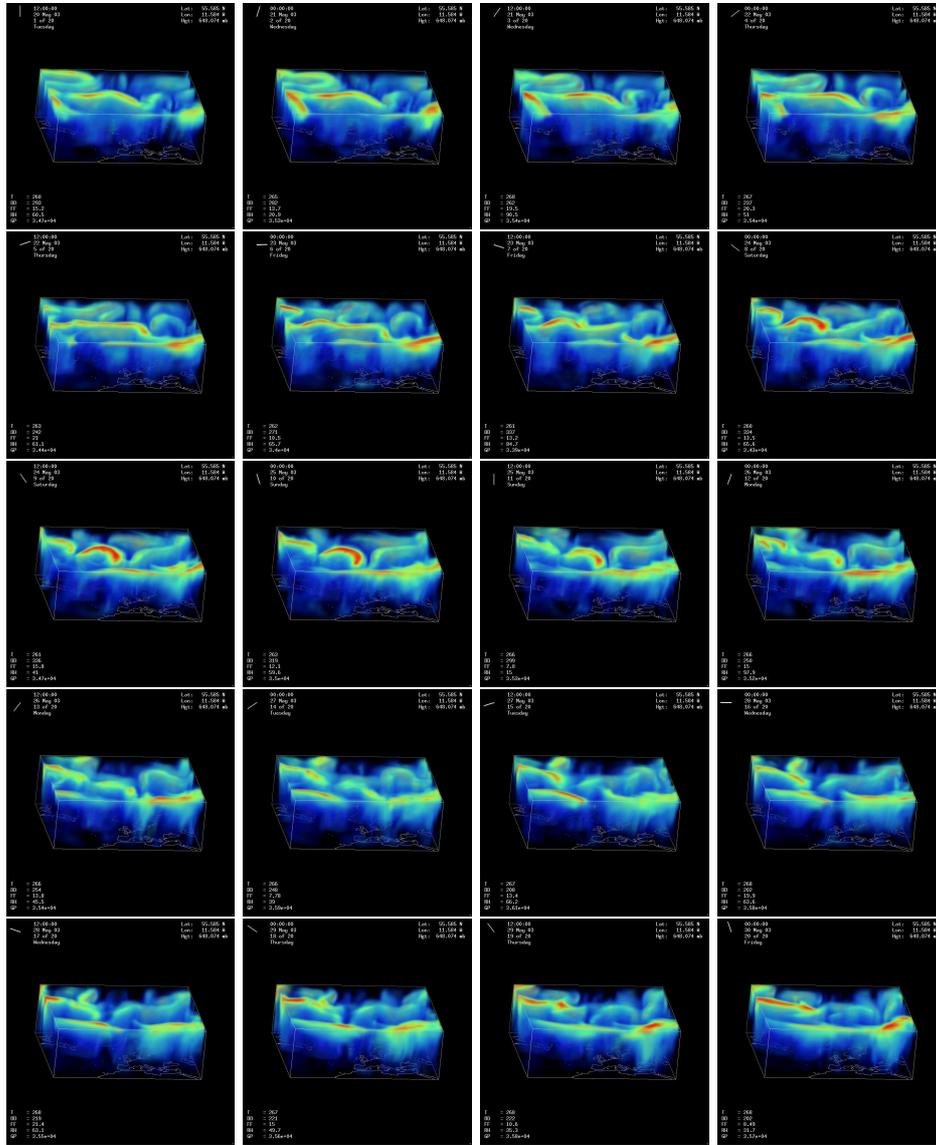


Abbildung 5.19: 4D Polarfront Jetstream velocity variations



# Kapitel 6

## Modelle für Zyklono- und Antizyklogese

Bei der Diskussion der Entwicklungsprozesse von Zyklonen und Antizyklonen sind zwei grundsätzliche Aspekte zu beachten: Eine Zyklone beispielsweise stellt zum einen ein Gebiet tiefen Luftdruckes, zum anderen einen zyklonalen Wirbel im Stromfeld dar. Hinsichtlich der Entwicklung müssen somit zwei Fragen geklärt werden: Wodurch kommt es zu dem Druckfall, der das Tief im Druckfeld erzeugt und für seine Verlagerung sorgt, und wodurch entsteht die Vorticity des zyklonalen Wirbels. Aus der Antwort auf beide Fragen lassen sich Modelle für die Entwicklung und Verlagerung der *Large-Scale*-Strukturen ableiten.

### 6.1 Mechanismus der Druckänderungen

Einen Einblick in die physikalischen Hintergründe der Druckänderungen gewährt die Drucktendenzgleichung, die von *MARGULES* und *BJERKNES* abgeleitet wurde.

Aus der statischen Grundgleichung (6.1) folgt für den Druck  $p$  in einem bestimmten Niveau  $z$

$$p = \int_z^{\infty} g\rho dz \quad (6.1)$$

Für die lokale Drucktendenz in diesem Niveau ergibt sich daraus

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_z = \int_z^{\infty} g \frac{\partial \rho}{\partial t} dz \quad (6.2)$$

und unter der Verwendung der Kontinuitätsgleichung in der Form

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla_3 \cdot (\rho \vec{v}_3)$$

(Divergenz des 3-dimensionalen Massenflusses, Dichte nimmt ab, Massenkonzentration hat positives Vorzeichen) erhalten wir

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_z = - \int_z^{\infty} g \nabla_3 \cdot (\rho \vec{v}_3) dz$$

bzw.

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_z = - \int_z^{\infty} g \nabla \cdot (\rho \vec{v}) dz - \int_z^{\infty} g \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) dz. \quad (6.3)$$

Da  $w=0$  bei  $z=\infty$  kann der letzte Term sofort zu  $(g\rho w)_z$  integriert werden. Die lokale Drucktendenz wird somit durch das vertikale Integral über die horizontale Massendivergenz und durch die Vertikalbewegung bestimmt. Spaltet man den ersten Term rechts noch auf, so lautet die Gleichung schließlich

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_z = - \int_z^\infty g\rho \nabla \cdot \vec{v} dz - \int_z^\infty g \vec{v} \cdot \nabla \rho dz + (g\rho w)_z. \quad (6.4)$$

Der erste Term rechts beinhaltet die Horizontaldivergenz des Windfeldes, der zweite die Dichteadvektion.

Entsprechend der Gleichung (6.4) kommt es zu Druckanstieg im Niveau  $z$  bei

- Horizontalkonvergenz im vertikalen Integral oberhalb  $z$  ( $\overline{\nabla \cdot \vec{v}} < 0$ ). Dadurch wird die Masse in der Luftsäule oberhalb  $z$  konzentriert, so daß deren Gewicht zunimmt.
- Kaltluftadvektion im vertikalen Integral oberhalb  $z$  ( $-\vec{v} \cdot \nabla \rho > 0$ ). Weniger dichte Masse wird durch dichtere Masse ersetzt, so daß das Gewicht der Luftsäule zunehmen muß.
- Aufwärtsbewegung im Niveau  $z$  ( $w > 0$ ). Dadurch wird von unten Masse in die Luftsäule oberhalb  $z$  gepumpt, was ebenfalls zu Gewichtszunahme führt.

Umgekehrt erfolgt Druckfall bei

- Horizontaldivergenz im vertikalen Integral oberhalb  $z$
- Warmluftadvektion im vertikalen Integral oberhalb  $z$  und/oder
- Abwärtsbewegung im Niveau  $z$ .

Vergleicht man die Wirkung der Vertikalbewegungen und der horizontalen Vergenzen, so wird sofort klar, daß deren Beiträge zur Drucktendenz wohl immer entgegengesetztes Vorzeichen haben werden und sich somit zu kompensieren trachten. Wird z.B. durch eine Abwärtsbewegung im Niveau  $z$  Druckfall ausgelöst, wird Masse von der Seite nachfließen, wodurch der Druckfall verringert wird. Ähnliches ist zu erwarten, wenn die horizontale Konvergenz der zuerst wirksame Effekt ist.

Zur Größenordnung der Beiträge, den die beiden Anteile der horizontalen Massenkonvergenz liefert, kann gesagt werden, daß im allgemeinen der Effekt der horizontalen Vergenzen im Windfeld um eine Zehnerpotenz größer ist als der der Dichteadvektion. Ursache dafür ist die Tatsache, daß nur die Advektion mit dem ageostrophischen Windanteil einen Beitrag zur Dichteänderung zu liefern vermag, während die normalerweise dominierende Advektion mit dem geostrophischen Wind in ihrer Wirkung durch einen entgegengerichteten Divergenzeffekt neutralisiert wird (vgl. Kapitel *Stromfeldeigenschaften der Divergenz* auf Seite 89).

Wendet man die Beziehung (6.3) auf die Bodendrucktendenz an, so muß unterschieden werden zwischen flachem Gelände, wo die Vertikalbewegung verschwindet, und gebirgigem Gelände, wo Vertikalbewegungen erzwungen werden. Für flachen Grund gilt

$$\frac{\partial p_0}{\partial t} = - \int_0^\infty g \nabla \cdot (\rho \vec{v}) dz$$

bzw.

$$\frac{\partial p_0}{\partial t} = - \int_0^\infty g \rho \nabla \cdot \vec{v} dz - \int_0^\infty g \vec{v} \cdot \nabla \rho dz. \quad (6.5)$$

Die Bodendrucktendenz wird somit nur durch das Integral über die horizontale Massendivergenz bestimmt, in der gemäß obiger Argumentation die Divergenz des Windfeldes im allgemeinen dominiert. Bei geneigtem Gelände kommt die Vertikaldivergenz hinzu und liefert bei erzwungener Hebung einen Beitrag zu Anstieg, bei Absinken einen Beitrag zu Fall (vgl. Kapitel *Orographie* auf Seite 67).

Gelegentlich wird nach *dynamischen* und *thermischen* Druckänderungen unterschieden und beispielsweise argumentiert, daß der Druck am Boden fallen müsse, wenn die Luftsäule oberhalb des betreffenden Punktes diabatisch erwärmt und ihre Dichte damit verringert werde. Diese Argumentation ist inkorrekt. Dichteänderungen durch Aufheizung oder Abkühlung führen lediglich zu einem vertikalen Strecken oder Schrumpfen der Luftsäule und damit verbunden zu Druckänderungen in der Höhe, nicht aber - da die Gesamtmasse ja erhalten bleibt - zu Änderungen am Boden. Erst wenn als Folge des vertikalen Streckens bei Aufheizung die Luft in der Höhe divergent nach den Seiten abzufließen beginnt, setzt sich als Folge des Massendefizites Druckfall am Boden ein, während in der Höhe der primär zu verzeichnende Anstieg verringert wird.

Im  $p$ -System nimmt die Tendenzgleichung eine einfachere Form an. Aus der Kontinuitätsgleichung im  $p$ -System

$$\nabla_p \cdot \vec{v} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (6.6)$$

folgt

$$\nabla_p \cdot \vec{v} = -\frac{\partial \omega}{\partial p} = -\frac{\partial}{\partial p} \left( \frac{dp}{dt} \right).$$

Weiter erhält man

$$\frac{dp}{dt} = - \int_0^p \nabla_p \cdot \vec{v} dp \quad (6.7)$$

und für die lokale Tendenz in dem Niveau, in dem der Druck  $p$  herrscht,

$$\frac{\partial p}{\partial t} = - \int_0^p \nabla_p \cdot \vec{v} dp - \vec{v}^* \cdot \nabla p + g\rho w, \quad (6.8)$$

wobei  $\vec{v}^* = \vec{v}_h - \vec{v}_{h,g}$ . Der zweite Term rechts, der den direkten Änderungseffekt bei ageostrophischen Bewegungen quer zu den Isobaren widerspiegelt, ist mit einer mittleren Größenordnung von 1hPa/Tag normalerweise klein (vgl. (3.10)). Da  $w$  bei flachem Gelände verschwindet, gilt somit für die Bodendrucktendenz angenähert

$$\frac{\partial p_0}{\partial t} \approx - \int_0^{p_0} \nabla_p \cdot \vec{v} dp. \quad (6.9)$$

Die Größenordnung der Divergenz  $D$  hängt von der Länge des Zeitintervalls ab, das zur Mittelbildung herangezogen wurde und damit auch vom Witterungsablauf, der für das Auftreten der Divergenz charakteristisch ist. [41, Petterssen, 1956] gibt folgende Zahlen als charakteristische Divergenzwerte an:

$D$ ( $\text{sec}^{-1}$ )	$\Delta t$	Wirkungsbereich des Strömungsfeldes
$1.9 \cdot 10^{-4}$	1 Stunde	<i>subsynoptische</i> konvektive Vorgänge, Tornados, Hurrikane usw.
$3.2 \cdot 10^{-5}$	6 Stunden	<i>intensiv synoptisch</i> : stark entwickelte Höhenträge, Zyklonogenese im Meeresniveau
$0.8 \cdot 10^{-5}$	1 Tag	<i>mittelmäßig synoptisch</i>
$0.4 \cdot 10^{-5}$	2 Tag	<i>schwach synoptisch</i>
$1.1 \cdot 10^{-6}$	1 Woche	<i>planetarische Wellen</i>

Tabelle 6.1: Größenordnung der Divergenz

Die Drucktendenz am Boden wird somit hauptsächlich durch das vertikale Integral über die isobare Winddivergenz bestimmt. Der Bodendruck fällt, wenn auf den Druckflächen Divergenz vorherrscht, und steigt, wenn auf den Druckflächen Konvergenz vorherrscht.

Für die Potentialtendenz auf Druckflächen folgt aus obiger Beziehung

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \int_0^p \nabla_p \cdot \vec{v} dp - \vec{v}^* \cdot \nabla_p \Phi + gw. \quad (6.10)$$

Das Potential fällt danach bei

- Horizontaldivergenz im Integral über das Druckintervall zwischen  $p$  und  $p = 0$ ,
- ageostrophischer Bewegung vom tiefen zum hohen Potential und /oder
- Absinkbewegung durch die Druckfläche.

Der zweite Term verschwindet bei Bewegung parallel zu den Isohypsen.

## 6.2 Modelle für die Entwicklung und Verlagerung von Zyklonen und Antizyklonen

Aus den verschiedenen Formen der Drucktendenzgleichung ist abzulesen, daß bei der Entstehung eines Bodentiefdruckgebietes horizontale und isobare Divergenz in der Luftsäule oberhalb davon die notwendige Voraussetzung für den erforderlichen Druckfall ist. Für die Entstehung eines Bodenhochs ist umgekehrt vorherrschend Konvergenz in der Luftsäule oberhalb des betreffenden Ortes erforderlich.

Damit ist die erste der eingangs gestellten prinzipiellen Fragen beantwortet. Bei der Beantwortung der zweiten Frage - nach der Entstehung des zyklonalen Wirbels - kann man auf die Vorticitygleichung (6.11) zurückgreifen

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\vec{v} \cdot \nabla_p \eta - \eta \nabla_p \cdot \vec{v}. \quad (6.11)$$

Sie liefert für den *Large Scale* die Aussage, daß zur lokalen Produktion zyklonaler Vorticity isobare Konvergenz wirken muß, falls das Vorticityfeld ursprünglich kein oder nur ein geringes Gefälle aufweist, die Advektion also keine größeren Änderungen zu erzeugen vermag. Für die lokale Produktion antizyklonaler Vorticity ist umgekehrt isobare Divergenz erforderlich.

Die Konvergenz, die zur Produktion des zyklonalen Wirbels benötigt wird, liefert natürlich einen Beitrag zu Druckanstieg und kann somit nicht der primär wirksame bzw. überwiegende Effekt für die Druckänderung bei Zyklogenese sein. Analoges gilt für die Divergenz, die die antizyklonale Vorticity erzeugt, aber gleichzeitig Druckfall verursacht. Der scheinbare Widerspruch zwischen den Forderungen von Tendenz- und Vorticitygleichung löst sich in einem Zyklogenese-Modell mit Konvergenz in Bodennähe und Divergenz in der Höhe, wobei die Divergenz betragsmäßig die Konvergenz übertreffen muß, damit der Bodendruck fällt. Wegen des Anstieges der Bodenkonvergenz muß zur Einleitung des Prozesses die Höhendivergenz zeitlich zuerst wirksam werden, da der Jet als das troposphärische energetische Steuerungszentrum dominiert. Aus Kontinuitätsgründen wird dann unterhalb des Divergenzgebietes eine aufsteigende Luftbewegung ausgelöst, die bei genügender Feuchte zu Wolkenbildung und Niederschlägen führt. Die Hebung wiederum erzwingt in Bodennähe eine konvergente Bewegung der Luftpartikel, durch die sie die zyklonale Vorticity aufgeprägt bekommt (Abb. 6.1(a)).

Für eine Antizyklogenese im Bodengebiet ist umgekehrt Divergenz in Bodennähe und Konvergenz in höheren Schichten erforderlich, wobei zur Erzeugung des Druckanstieges die Konvergenz im vertikalen Integral überwiegen muß. Zur Einleitung des Prozesses muß die Höhendivergenz zuerst wirksam werden. Als Folge davon wird unter dem Konvergenzgebiet eine Absinkbewegung in Gang gesetzt, die zu Wolkenauflösung und Austrocknung führt. In Bodennähe divergiert die absinkende Luft und gewinnt dabei antizyklonale Vorticity.

Die Modellvorstellungen gelten für die Neuformierung von Bodendruckgebilden sowie für die entsprechenden Intensitätsänderungen. Aber auch für die Verlagerung der Bodenwirbel müssen

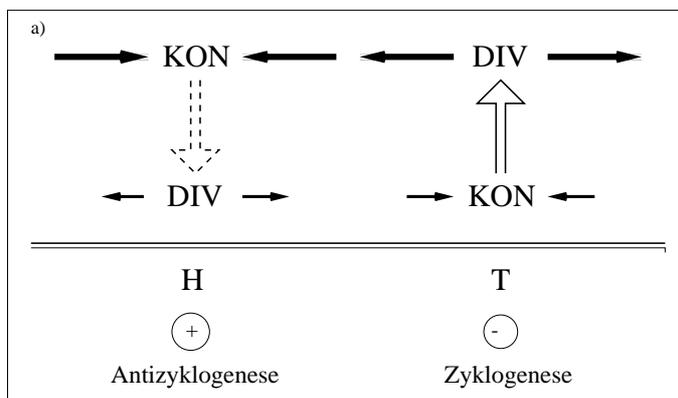


Abbildung 6.1: Modell zur Entwicklung von Bodendruckgebilden. In Kreisen ist das Vorzeichen der Bodendruckänderung eingezeichnet

ähnliche Bedingungen angenommen werden. Die Vorticitygleichung beinhaltet zwar ein Verfrachten von Wirbelgröße durch die horizontale Advektion, doch die Drucktendenzgleichung enthält im Gegensatz dazu keinen irgendwie gearteten Verlagerungsterm. Das *Wandern* der Zyklonen und Antizyklonen setzt also voraus, daß in Verlagerungsrichtung eine geeignete Verteilung der horizontalen bzw. isobaren Divergenz existiert. Oder anders ausgedrückt: Die Druckgebilde bewegen sich in die Richtung, in der aus dem vertikalen Integral über die Divergenz die entsprechende lokale Drucktendenz resultiert. Das *Wandern* der Druckgebilde ist demnach weit mehr als Prozeß denn als Translation anzusprechen. Wegen der Beteiligung von Vergenzen muß dieser Verlagerungsprozeß mit entsprechenden Vertikalbewegungen und daraus resultierenden Wettererscheinungen verknüpft sein.

Diese Aussagen sind in Übereinstimmung mit den Erkenntnissen, die die Diskussion der Vorticitykinematik und die Betrachtung der Relativbahnen in wandernden Druckgebilden in [1, Kurz, 1990] im dortigen Kap. 10 (*Kinematik der Strukturen des Large Scale*) liefern. Dort ergibt sich, daß auf der Vorderseite wandernder Zyklonen (bzw. auf der Rückseite wandernder Antizyklonen) Konvergenz im unteren und Divergenz im oberen Strömungsbereich herrschen muß, verbunden durch aufsteigende Luftbewegung in der Mitte. Diese Verteilung entspricht dem Zykllogenese-Modell. Auf der Rückseite der Zyklonen bzw. der Vorderseite der Antizyklonen ist dagegen Divergenz unten und Konvergenz oben anzunehmen mit Absinken in der Mitte - eine Verteilung, die mit dem Antizyklogenese-Modell identisch ist.

Die Entwicklung der Druckgebilde vollzieht sich typischerweise bei gleichzeitiger, häufig sehr rascher Verlagerung. Abbildung (c) zeigt das entsprechende Modellbild dafür. Die Höhendivergenz muß dabei sowohl den zentralen Teil des Tiefs als auch dessen Vorderseite überdecken - gekoppelt mit Hebung und bodennaher Konvergenz; die Höhenkonvergenz umgekehrt muß sowohl über dem Zentrum der Antizyklone als auch vorderseitig davon wirken - verbunden mit Absinken und bodennaher Divergenz. Damit bei diesem Prozeß gemäß dem Zirkulationsprinzip eine Umwandlung verfügbarer potentieller Energie in kinetische Energie erfolgt, muß die Hebung genau die - in Verlagerungsrichtung verglichen - wärmste Luft und das Absinken die kälteste Luft erfassen. Das bedeutet aber, daß die Temperaturverteilung asymmetrisch sein muß zu den Bodendruckgebilden, woraus wiederum abgeleitet werden kann, daß deren vertikale Achse - wiederum in Verlagerungsrichtung betrachtet - nach rückwärts geneigt verlaufen muß.

Es erscheint nicht unwichtig, darauf hinzuweisen, daß all diese Vorgänge mehr oder weniger große ageostrophische Komponenten des Windes zur Voraussetzung haben. Denn da der geostrophische Wind weitestgehend oder bei zonaler Strömung sogar völlig divergenzfrei ist, vermag er auch keine synoptisch relevanten Druckänderungen hervorzurufen.

### 6.3 Rotation (Vorticity)

Die moderne synoptische Meteorologie definiert als theoretische Grundlage in erster Näherung für das horizontale Stromfeld 4 Parameter: Translation, Deformation, Divergenz und Rotation (Vorticity). Die Vorticity beschreibt also rotatorische Bewegungskomponenten im horizontalen Stromfeld.

Man unterscheidet relative und absolute Vorticity. Die relative Vorticity  $\zeta$  gibt die Rotation um eine vertikale Achse relativ zur Erde wieder und ist definiert durch die Vertikalkomponente des Strömungsrotors

$$\zeta \equiv \vec{k} \cdot (\nabla_3 \times \vec{v}) = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (6.12)$$

Bei der absoluten Vorticity  $\eta$ , die auf ein fixsternorientiertes Absolutsystem bezogen ist, kommt die jeweilige Komponente der Erdrotation hinzu, die genau  $f = 2\Omega \sin\varphi$  beträgt:

$$\eta = \zeta + f = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} + f. \quad (6.13)$$

Für Stromlinien reiner Rotation gilt

$$\frac{\partial y}{\partial x} = -\frac{x}{y}, \quad (6.14)$$

was integriert

$$x^2 + y^2 = k$$

liefert. Diese Stromlinien sind somit konzentrische Kreise um den Koordinatenursprung, wobei die Geschwindigkeit nach außen zunimmt. Kreise mit einem Drehsinn gegen die Uhrzeigerichtung haben positive, Kreise mit Drehsinn im Uhrzeigersinn negative relative Vorticity (Abb. 6.2).

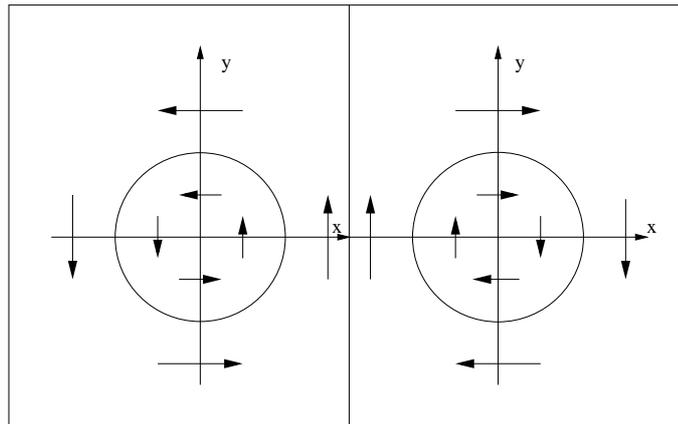


Abbildung 6.2: Stromlinien reiner Rotation (links zyklonal, rechts antizyklonal)

Im Gegensatz zur Divergenz, aber ähnlich wie bei Translation und Deformation, ist für ein Stromfeld reiner Vorticity Gleichgewicht mit dem Druckfeld möglich. Die Kreise der Abb. 6.2 können also auch als Isobaren oder Isohypsen aufgefaßt werden und beschreiben dann ein Tief im Bereich der positiven bzw. ein Hoch im Bereich der negativen Rotation. Wegen dieser Kopplung spricht man häufig auch von zyklonaler bzw. antizyklonaler Vorticity für Rotation positiven bzw. negativen Vorzeichens.

Im natürlichen Koordinatensystem erhält man für

$$\zeta = VK_s - \frac{\partial V}{\partial n} \quad (6.15)$$

mit der Stromlinienkrümmung  $K_s$ , positiv gezählt bei zyklonaler, negativ bei antizyklonaler Krümmung. Ähnlich wie die Divergenz besteht also auch die Vorticity aus zwei Bestandteilen - der

Krümmungsvorticity  $VK_s$  und der Scherungsvorticity  $(-\partial V/\partial n)$ . Im Bereich zyklonal (antizyklonal) gekrümmter Stromlinien haben die Partikel positive (negative) Krümmungsvorticity, wobei der Betrag proportional zur Windgeschwindigkeit anwächst. Nimmt, wenn man in Windrichtung blickt, die Geschwindigkeit nach links ab (zu), so besitzen die Partikel positive (negative) Scherungsvorticity (Abb. 6.3).

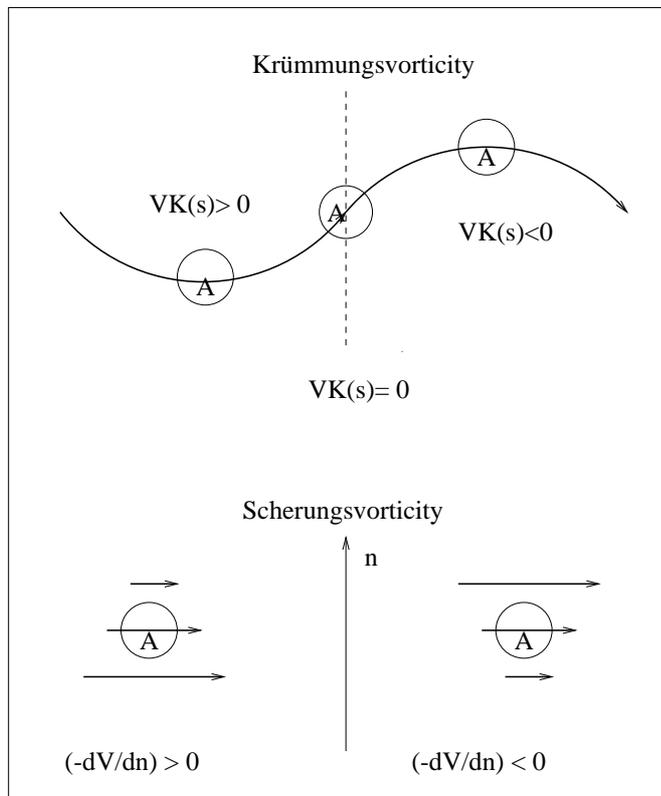


Abbildung 6.3: Krümmungs- und Scherungsvorticity

Die Größenordnung der *absoluten* Vorticity wird durch  $f$  bestimmt und beträgt  $10^{-4} \text{sec}^{-1}$ . Die Größenordnung der *relativen* Vorticity liegt nach der Scale - Approximation großräumig bei  $10^{-5} \text{sec}^{-1}$ , kann aber in einzelnen Bereichen bzw. bestimmten Niveaus durchaus bis  $10^{-4} \text{sec}^{-1}$  anwachsen. Gibt man sich beispielsweise einen Krümmungsradius der Stromlinien von  $K_s = \pm 500 \text{km}$  vor, so beträgt die Krümmungsvorticity bei  $V = 10 \text{ms}^{-1}$   $VK_s = \pm 2 \cdot 10^{-5} \text{sec}^{-1}$ . Das wäre für das Bodengebiet und die untere Troposphäre typisch und durchaus repräsentativ. Im Jetstreamniveau kann man dagegen mit  $V = 50 \text{ms}^{-1}$  rechnen und erhält  $VK_s = \pm 1 \cdot 10^{-4} \text{sec}^{-1}$ . Analog ergibt sich für die Scherungsvorticity bei einem seitlichen Geschwindigkeitsabfall von  $10 \text{ms}^{-1}$  über  $500 \text{km}$  Distanz  $\pm 2 \cdot 10^{-5} \text{sec}^{-1}$ , bei  $50 \text{ms}^{-1}$  dagegen  $\pm 10^{-4} \text{sec}^{-1}$ . Solch große Scherungen sind aber für die Flanken der Strahlströme nicht ungewöhnlich.

Die beiden Anteile der relativen Vorticity können sich - ähnlich wie bei der Divergenz - kompensieren, können sich aber auch - im Gegensatz zur Divergenz - gleichsinnig überlagern und verstärken. Betrachtet man ein Windmaximum, so findet man an seiner linken Flanke - in Stromrichtung blickend - zyklonale Scherungsvorticity und an seiner rechten Flanke antizyklonale Scherungsvorticity. Bei gleichzeitiger zyklonaler Krümmung der Stromlinien addiert sich an der linken Flanke zyklonale Krümmungsvorticity hinzu, während an der rechten Flanke eine Kompensation zu verzeichnen ist. Bei antizyklonaler Krümmung wird umgekehrt die zyklonale Scherungsvorticity an der linken Seite durch den Krümmungseffekt abgeschwächt, während an der rechten Flanke Scherungs- und Krümmungsterm gleiches negatives Vorzeichen haben (Abb. 6.4).

Allerdings kann die negative relative Vorticity nicht beliebig groß werden, da sonst die Strö-

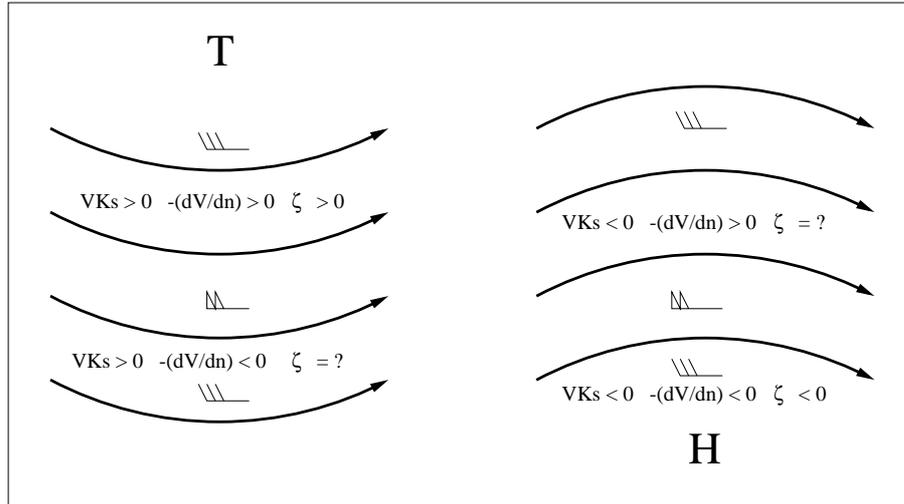


Abbildung 6.4: Kombination von Krümmungs- und Scherungsvorticity

mung ihr dynamisches Gleichgewicht verliert. Entsprechend der Diskussion in Kapitel *Dynamische Stabilität* gilt als Grenzbedingung dafür, daß die auf Isentropenflächen bestimmte absolute Vorticity des geostrophischen Windes

$$\begin{aligned}\eta_{g\Theta} &= (\zeta_g + f)_{\Theta} \geq 0 \\ &= \left( V_g K_i - \frac{\partial V_g}{\partial n} + f \right)_{\Theta} \geq 0\end{aligned}$$

sein muß. Das bedeutet, daß die antizyklonale relative Vorticity des geostrophischen Windes betragsmäßig den Wert von  $f$  nicht überschreiten darf. In erster Näherung gilt dies auch für die Vorticity des wahren Windes. Bei den oben angegebenen Beispielen für Krümmungs- und Scherungsvorticity im Jetniveau, bei denen betragsmäßig  $1 \cdot 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$  resultierte, wäre im antizyklonalen Fall in mittleren Breiten der Grenzwert gerade erreicht, die Strömung also in einem dynamisch indifferenten Zustand.

### 6.3.1 Bestimmung der Vorticity

Die Kenntnis des Vorticityfeldes ist Voraussetzung für viele diagnostische Anwendungen. Die dafür erforderliche Bestimmung der Vorticity erfolgt am einfachsten mittels einer geostrophischen Approximation. Man ersetzt dabei den wahren bzw. den gemessenen Wind  $v_h$  durch den geostrophischen Gleichgewichtswind  $v_{h,g}$  und berechnet dessen Wirbelgröße.

Mit

$$u_g = \frac{1}{f} \frac{\partial \Theta}{\partial y}, v_g = \frac{1}{f} \frac{\partial \Theta}{\partial x}$$

ergibt sich für

$$\zeta_g = \frac{\partial v_g}{\partial x} - \frac{\partial u_g}{\partial y} = \frac{1}{f} \left( \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial y^2} \right) - \frac{1}{f^2} \frac{\partial \Theta}{\partial y} \frac{\partial f}{\partial y} = \frac{1}{f} \nabla^2 \Theta + \frac{u_g}{f} \beta. \quad (6.16)$$

Da der zweite Term rechts eine Größenordnung von  $10^{-6} \text{ sec}^{-1}$  besitzt, kann er ohne weiteres vernachlässigt werden, und man erhält in guter Näherung

$$\zeta_g = \frac{1}{f} \nabla^2 \Theta \quad (6.17)$$

sowie

$$\eta_g = \frac{1}{f} \nabla^2 \Theta + f. \quad (6.18)$$

Für die praktische Berechnung müssen die Differentialquotienten in Differenzenquotienten umgewandelt werden. Man benutzt dazu ein rechtwinkliges Gitter, wie in Abb. 6.5 aufgezeichnet, mit vier Punkten, die die gleiche Gitterdistanz  $d$  vom Mittelpunkt entfernt liegen. Mit Hilfe dieses Gitters sieht man sofort, daß die zweiten Ableitungen von  $\Theta$  für den Mittelpunkt in der Form

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} &\approx \frac{\Theta_1 - 2\Theta_0 + \Theta_3}{d^2} \\ \frac{\partial^2 \Theta}{\partial y^2} &\approx \frac{\Theta_2 - 2\Theta_0 + \Theta_4}{d^2} \end{aligned}$$

approximiert werden können. Somit ergibt sich für den Laplace von  $\Theta$

$$\nabla^2 \Theta \approx \frac{\Theta_1 + \Theta_2 + \Theta_3 + \Theta_4 - 4\Theta_0}{d^2}. \quad (6.19)$$

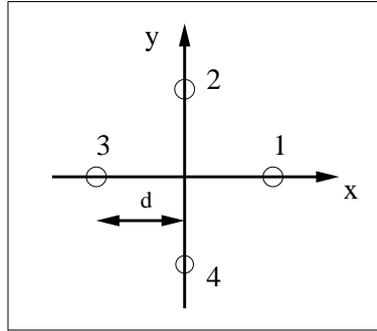


Abbildung 6.5: Gitter zur Vorticityberechnung

Bei der Durchführung der Rechenoperation muß die Verzerrung der Kartenprojektion (Maßstabsfaktor  $m$ ) und die Definition des Geopotentials nach 6.21 berücksichtigt werden, so daß die praktisch benutzbare Formel für die geostrophische absolute Vorticity lautet

$$\eta_g = \frac{gm^2}{fd^2} (H_1 + H_2 + H_3 + H_4 - 4H_0) + f. \quad (6.20)$$

$H_n$  bedeutet hier Höhenangaben der betreffenden Topographie in [m], die mit den Potentialangaben in [gpm] zahlenmäßig identisch sind. Für die Schwerebeschleunigung  $g$  ist dementsprechend der Wert  $9.8 \text{ m sec}^{-2}$  zu verwenden.

Das Geopotential  $\Phi$  ist definiert als die Arbeit, die erforderlich ist, um die Einheitsmasse vom Meeresspiegel bis zum Niveau  $z$  zu heben

$$\Phi = \int_0^z g dz \cong gz [m^2 \text{ sec}^{-2}]. \quad (6.21)$$

### 6.3.2 Die Vorticitygleichung

Durch kreuzweise Differentiation der Bewegungsgleichung erhält man die Vorticitygleichung, die Auskunft gibt über die Änderung der rotatorischen Bewegungskomponente. Sie lautet für eine reibungsfreie Strömung im p-System

$$\frac{d\eta}{dt} = -\eta \nabla_p \cdot \vec{v} + \vec{k} \cdot \left( \frac{\partial \vec{v}}{\partial p} \times \nabla_p \omega \right). \quad (6.22)$$

Der erste Term rechts heißt Divergenzterm. Er läßt sich aufspalten in

$$-\eta \nabla_p \cdot \vec{v} = \underbrace{-\zeta \nabla_p \cdot \vec{v}}_A - \underbrace{f \nabla_p \cdot \vec{v}}_B. \quad (6.23)$$

Teil A wird wirksam, wenn die Partikel bereits relative Vorticity besitzen. Dann führt isobare Konvergenz zu Zunahme, isobare Divergenz zu Abnahme der Vorticity unabhängig vom Vorzeichen. Das ist identisch mit dem Erhaltungssatz des Drehimpulses, hier auf die Rotation um eine senkrechte Achse relativ zur Erde angewendet.

Teil B beschreibt die Produktion von Vorticity durch die Corioliskraft. Wie aus der Abb. 6.6 abzulesen, führt die Rechtsablenkung durch die Kraft bei Konvergenz zu zyklonaler, bei Divergenz zu antizyklonaler Rotation. Dieser Vorgang ist die wichtigste Produktionsform von Vorticity in Systemen des *Large Scale*. Eine Animation zum bodennahen zyklonalen Einströmen und antizyklonalen Ausströmen nahe 300 hPa eines Tiefdruckgebietes ist ueber

<http://wekuv.met.fu-berlin.de/~LutzLesch/> mit dem Filenamen `divergence_convergence_23jan2004_meteosat1024_ir_loop_c.gif`

abrufbar.

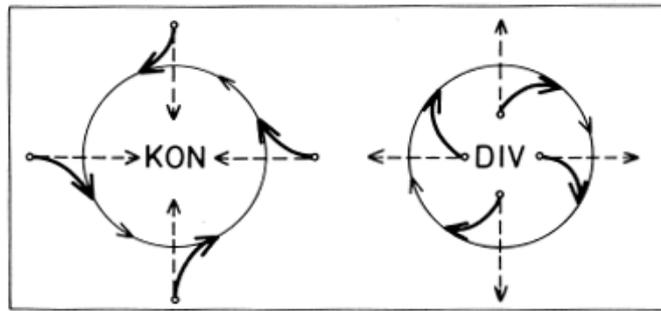


Abbildung 6.6: Entstehung relativer Vorticity durch Horizontalkonvergenz bzw. Horizontaldivergenz

Besitzen die Partikel positive relative Vorticity, so haben A und B gleiches Vorzeichen und verstärken sich wechselseitig. Im Falle negativer relativer Vorticity kommt es dagegen zu Kompensation. Bleibt dann  $\zeta$  betragsmäßig kleiner als  $f$ , überwiegt B, übertrifft es  $f$ , überwiegt A. Sind die Beträge gleich, heben sich A und B auf. Das wird auch deutlich in der Summe

$$-\eta \nabla_p \cdot \vec{v},$$

in der Vorzeichen und Betrag der absoluten Vorticity die zeitliche Änderung entscheidend mitbestimmen. Bei positivem  $\eta$  führt Konvergenz zu zeitlicher Vorticityzunahme, Divergenz zu zeitlicher Vorticityabnahme der Partikel, wobei die Änderungsrate mit  $\eta$  anwächst. Bei  $\eta < 0$  resultieren die entgegengesetzten Änderungen, während bei  $\eta = 0$ , also  $\zeta = -f$ , die Divergenz keinen Einfluß auf die Vorticityänderung auszuüben vermag.

Unter der Annahme dynamischer Stabilität (vgl. 2.11) kann man davon ausgehen, daß die Partikel im allgemeinen positive absolute Vorticity besitzen werden. Betrachtet man die zeitliche Änderung allein durch den Divergenzterm

$$\frac{d\eta}{dt} = -\eta \nabla_p \cdot \vec{v},$$

so kann man schreiben

$$\frac{d \ln \eta}{dt} = -\nabla_p \cdot \vec{v},$$

was bei zeitlich konstanter Divergenz integriert

$$\eta = \eta_0 e^{\overline{(-\nabla_p \cdot \vec{v})}t} \quad (6.24)$$

liefert. Die Vorticityänderungen erfolgen dann exponentiell, worin sich abermals die unterschiedliche Wirkungsweise der Terme A und B manifestiert. Mit der typischen Größenordnung der Divergenz im *Large Scale* mit  $10^{-5} \text{sec}^{-1}$ , ergibt sich  $10^5 \text{sec} \simeq 1$  Tag für die Zeit, in der die ursprüngliche Vorticity durch Konvergenz auf das e-fache angewachsen ist bzw. durch Divergenz auf den e-ten Teil zurückgegangen ist.

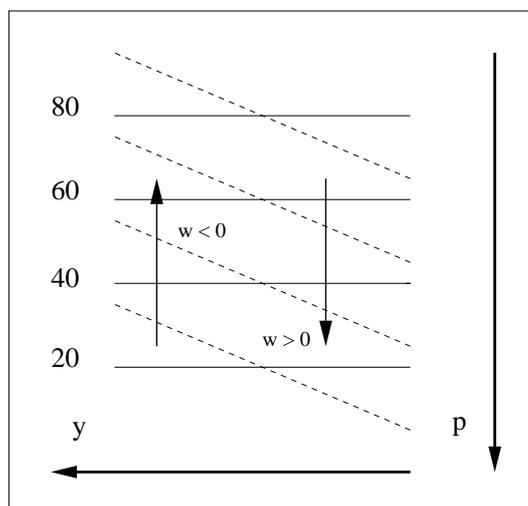


Abbildung 6.7: Wirkungsweise des Twistingterms

Der zweite Term auf der rechten Seite von (6.22) wird Drehterm oder *Twistingterm* genannt. Er beschreibt die Umwandlung von Wirbelgröße um horizontale Achsen in Wirbelgröße um die vertikale Achse durch horizontale Gradienten der Vertikalgeschwindigkeit. Seine Wirkung soll durch Abb. 6.7 verdeutlicht werden, die einen Schnitt durch eine mit der Höhe zunehmende zonale Strömung schematisch darstellt. Mit  $\partial u / \partial p < 0$  enthält diese Strömung eine starke vertikale Scherung und somit eine Rotation um die  $y$ -Achse. Setzen nun horizontal unterschiedliche Vertikalbewegungen ein (mit  $\partial \omega / \partial y < 0$ ), so verändert sich die Lage der ursprünglich isobar liegenden Isotachen und es entsteht Scherungsvorticity, die im hier angenommenen Fall zyklonal ist.

Als Spezialfall der Vorticitygleichung wäre die Bedingung einer horizontalen divergenzfreien Strömung anzusprechen. Dann verschwinden beide Antriebsterme auf der rechten Seite von Gleichung (6.22), und die Partikel konservieren ihre absolute Vorticity. Entlang ihrer Bahn sind dann Übergänge von relativ in planetarischer Vorticity und umgekehrt möglich (vgl. *Kinematik der Vorticityextreme* in [1, Kurz, 1990]).

Ansonsten ist bei der zeitlichen Vorticityänderung natürlich auch ein Wechsel zwischen Scherungs- und Krümmungsvorticity möglich. Man kann zeigen ([2, Pichler, 1986]), daß der Übergang bestimmt wird durch den Term

$$\pm \left[ K_t V \frac{\partial V}{\partial s} + \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial s} \right) \right] \quad (6.25)$$

bzw.

$$\pm \left[ K_t V \frac{\partial V}{\partial s} + \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{\partial V}{\partial t} \right) \right]. \quad (6.26)$$

Mit positivem Vorzeichen wird der Übergang von Krümmung zu Scherung, mit negativem Vorzeichen der Übergang von Scherung zu Krümmung beschrieben. Maßgebend dafür ist zum einen die Geschwindigkeitsdivergenz. Ist sie positiv, was normalerweise in einer Konfluenzzone zu beobachten

ist, wird Krümmungsvorticity in Scherungsvorticity umgewandelt; ist sie negativ (Diffluenzzone), erfolgt umgekehrt der Übergang von Scherungs- in Krümmungsvorticity. Der andere Faktor sind ageostrophische Bewegungen quer zu den Isohypsen, die zu Geschwindigkeitsänderungen der Partikel führen. Sind diese Änderungen unterschiedlich quer zur Strömung, resultieren in Abhängigkeit von der jeweiligen Verteilung Übergänge von Scherung zu Krümmung oder umgekehrt.

Aufgelöst nach der lokalen zeitlichen Tendenz der relativen Vorticity lautet die Vorticitygleichung

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = - \vec{v} \cdot \nabla_p \eta - \omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} - \eta \nabla_p \cdot \vec{v} + \vec{k} \cdot \left( \frac{\partial \vec{v}}{\partial p} \times \nabla_p \omega \right). \quad (6.27)$$

Zusätzlich zu Divergenzterm und Drehterm erscheinen hier noch die horizontale Advektion absoluter Vorticity und die vertikale Advektion relativer Vorticity. Die Advektion absoluter Vorticity, die  $A_\eta$  genannt werden soll, läßt sich weiter aufspalten in die Advektion relativer und die Advektion planetarischer Vorticity ( $A_C$ ,  $A_f$ ):

$$- \vec{v} \cdot \nabla_p \zeta = - \vec{v} \cdot \nabla_p \zeta - \vec{v} \cdot \nabla_p f \quad (6.28)$$

$$= - \vec{v} \cdot \nabla_p \zeta - v\beta \quad (6.29)$$

mit  $\beta \equiv \partial f / \partial y$ , dem auf Seite 8 eingeführten *ROSSBY*- Parameter.

Durch diese drei Advektionsterme ergibt sich eine positive Vorticitytendenz, wenn entweder

- der Horizontalwind Partikel mit größerer Vorticity heranführt ( $A_C > 0$ ),
- der Horizontalwind eine Meridional Komponente nach Süden ( $v < 0$ ) besitzt ( $A_f > 0$ ) oder
- durch Vertikalbewegungen Partikel mit größerer relativer Vorticity in das betreffende Druckniveau gelangen.

Eine negative Tendenz resultiert bei negativer horizontaler oder vertikaler Advektion sowie dann, wenn der Wind eine Meridional Komponente nach Norden ( $v > 0$ ) besitzt.

Abschließend soll eine Abschätzung der einzelnen Terme der Vorticitygleichung für den *large scale* vorgenommen werden, wobei  $L = 10^6 m$ ,  $\Delta p = 10^3 hPa$ ,  $\Delta \omega = 10^{-3} hPa \text{ sec}^{-1}$ ,  $f = 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$  und  $\beta = 10^{-11} m^{-1} \text{ sec}^{-1}$  benutzt wird.

Für die Horizontalgeschwindigkeit  $U$  wird zum einen der für die untere Troposphäre typische Wert  $10 m \text{ sec}^{-1}$ , zum anderen der für den Jetstream charakteristische Wert  $50 m \text{ sec}^{-1}$  eingesetzt. Es ergibt sich damit

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t}, u \frac{\partial \zeta}{\partial x}, v \frac{\partial \zeta}{\partial y} \sim \frac{U^2}{L^2} = 10^{-10} / 10^{-9} \text{ sec}^{-2} \quad (6.30)$$

$$v\beta \sim U\beta = 10^{-10} \text{ sec}^{-2} \quad (6.31)$$

$$f \nabla \cdot \vec{v} \sim f \frac{U}{L} = 10^{-9} \text{ sec}^{-2} \quad (6.32)$$

$$\zeta \nabla \cdot \vec{v} \sim \frac{U^2}{L^2} = 10^{-10} / 10^{-9} \text{ sec}^{-2} \quad (6.33)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial p} - \frac{\partial \omega}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial p} \sim \frac{\Delta \omega U}{\Delta p L} = 10^{-11} \text{ sec}^{-2} \quad (6.34)$$

$$\omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} \sim \frac{\Delta \omega U}{\Delta p L} = 10^{-11} \text{ sec}^{-2}. \quad (6.35)$$

Man sieht, daß Drehterm und Vertikaladvektion deutlich kleiner sind als alle anderen Terme. Sie werden deshalb bei der praktischen Anwendung der Vorticitygleichung im *Large Scale* zumeist vernachlässigt. In Einzelfällen bzw. bei relativ kleinräumigen Prozessen können sie gleichwohl von großer Bedeutung sein.

## 6.4 Zusatzeffekte

### 6.4.1 Orographie

Ein Gebirge stellt ein natürliches Hindernis für die Luftströmung dar. Bei genügend ausgedehnten Gebirgszügen, die ein Umströmen verhindern, kommt es zu einer zwangsweisen Hebung der Luftpartikel im Luv und zu einem Absinken im Lee. Die Hebung ist mit adiabatischer Abkühlung, das Absinken mit adiabatischer Erwärmung verbunden. Bei entsprechendem Feuchtegehalt kann die Hebung über dem Luvhang zu Wolkenbildung und Niederschlägen führen, wobei durch das Freiwerden von Kondensationswärme die Hebungsabkühlung reduziert wird. Fällt das Kondensat luvseitig aus, so löst sich die Bewölkung leeseitig des Gebirgskammes rasch auf. Das nachfolgende, trockenadiabatische verlaufende Absinken führt dann zu einer starken Erwärmung im Lee.

Temperatursondierungen in der Umgebung von Gebirgen zeigen bei Überströmungslagen regelmäßig relativ kalte Luft luvseitig und relativ warme Luft leeseitig des Hindernisses. In zwei typischen Beispielen zeigt [1, Kurz, 1990] für den Bereich der Alpen, daß der Temperaturunterschied in 850 hPa in der Größenordnung von 5 -10 K liegt. Da eine solche Verteilung auch für Fälle ohne nennenswerte Kondensationsvorgänge charakteristisch ist, kann daraus geschlossen werden, daß die Überströmung des Gebirges nicht profilsymmetrisch erfolgt. Man muß vielmehr annehmen, daß oberhalb der bodennächsten Schicht die Stromlinien (und damit die Isentropen) bereits luvseitig des Kamms ihre höchste Lage erreichen, während sie über dem Leehang unter ihre normale Position absinken. Gekoppelt damit findet man im Luv meist relativ schwache Winde, während in Kammhöhe und am Leehang immer sehr starke Winde beobachtet werden (Föhn). Die Windmessungen der vor dem eigentlichen Gebirge liegenden aerologischen Stationen spiegeln allerdings diese Windunterschiede nur teilweise wieder.

Wichtig ist anzumerken, daß im Bereich der Alpen im allgemeinen kein vollständiges Umströmen erfolgt. Man muß vielmehr annehmen, daß oberhalb der bodennächsten Schicht die Stromlinien (und damit die Isentropen) bereits luvseitig des Kamms ihre höchste Lage erreichen, während sie über dem Leehang unter ihre normale Position absinken. Gekoppelt damit findet man im Luv meist relativ schwache Winde, während in Kammhöhe und am Leehang immer sehr starke Winde beobachtet werden (Föhn). Die Windmessungen der vor dem eigentlichen Gebirge liegenden aerologischen Stationen spiegeln allerdings diese Windunterschiede nur teilweise wieder.

Vor allem bei einer Anströmung von Süden bleibt meist ein großer Teil der bodennahen Luftmassen vor der Luvflanke liegen, fließt eventuell zurück oder bewegt sich langsam am Gebirgsfuß entlang nach Westen. Bei einer Anströmung von Nord oder Nordwest ergibt sich umgekehrt die Tendenz zum Umströmen des Hindernisses in Bodennähe.

Das bodennahe Druckfeld zeigt in der Umgebung von Gebirgen immer eine mehr oder minder starke Isobarendeformation mit einem Keil hohen Druckes über der Luvflanke und einer Tiefdruckfurche oder einem Trog im Lee. Von der Tendenzgleichung (6.4) ausgehend, lassen sich die dafür benötigten Druckänderungen ohne weiteres aus der Wirkung des Vertikalbewegungstermes

$$\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_z = \dots + (g\rho w)_z$$

erklären (vergl. Kapitel *Mechanismus der Druckänderungen* auf Seite 55). Allerdings würden selbst geringe Vertikalbewegungen von wenigen  $cm\,sec^{-1}$  in kurzer Zeit zu sehr großen Änderungsbeträgen Anlaß geben. Man muß deshalb annehmen, daß der Druckanstieg am Luvhang durch horizontale Massendivergenz und der Druckfall am Leehang durch horizontale Massenkongruenz in den Luftschichten darüber weitestgehend kompensiert werden.

Da der Luvkeil ein kaltes und der Leetrog ein warmes Gebilde sind, müssen beide in der Vertikalen rasch an Intensität verlieren.

## 6.5 NOAA-Bilder vom 5. bis 7. Oktober 1990

Anhand der Abbildung (6.8) wollen wir noch einmal alle bisher erörterten Aspekte der Vergenzen aus 300 hPa zusammenfassend diskutieren.

Zu den Vormittags- und Mittagsterminen des 6. Oktober 1990 (siehe Anhang Seite 147) befand sich über der westlichen Nordsee ein Tief, das dem Satellitenbild zufolge kurz vor dem Okklusionszustand ist. Seine zugehörige Kaltfront mit dem Polarfrontjet reicht in einem zyklonalen Bogen vom N-Atlantik bis nach Südengland. Dort wendet der PFJ seine Richtung und biegt antizyklonal in Richtung Dänemark und Südschweden. Der Jetstream wirft über der Nordsee einen deutlichen Schatten auf die mittelhohen Wolken zwischen England und Skandinavien. Der Radius der antizyklonalen Krümmung des PFJ ist ein Maß für die Intensität, Effektivität, initialisierende Wirkung und Unterstützung der ageostrophischen Querbewegung im Deltagebiet des Jetstreams. Durch den ageostrophischen Massenfluß vom linken vorderen Quadranten zum rechten vorderen Quadranten wird stromaufwärts in 300 hPa isobare Divergenz erzeugt. Der Drucktendenzgleichung folgend führt dies zu Druckfall am Boden. Hier wird nachfolgend ein Massenfluß zum Gebiet fallenden Druckes eingeleitet, der, der Vorticitygleichung folgend, die aufsteigenden Luftteilchen in zyklonale Rotation überführt und mit abnehmender Intensität bis ins divergenzfreie Niveau (500 hPa) führt. Dort erfolgt ein Übergang zu antizyklonaler Rotation mit zunehmender Intensität bis zum Oberrand der Vertikalbewegung. Dort erfolgt ein antizyklonales und isobares Ausströmen, wie es der Cirrusschirm im Satellitenbild veranschaulicht (Abb. 6.9).

Die isobare Höhendivergenz ist eine Voraussetzung für die Bodenkonvergenz, denn in umgekehrter Reihenfolge müßte bei Wirkung der Vorticitygleichung die bodennahe Konvergenz zu Druckanstieg im Tiefdruckzentrum führen.

Der Jetkern befindet sich über SW-England. In seinem linken rückwärtigen Quadranten des Einzugsgebietes in 300 hPa wird durch die isobare Konvergenz Vorticity erzeugt, die über Irland zu verstärkter Vertikalbewegung führt und im Satellitenbild sich in vermehrten Konvektionszellen äußert. Im Idealfall besitzt diese Wolkenkonfiguration ein *komma*-ähnliches Aussehen (siehe Abb. 16.13 im Anhang).

Die vollständige Sequenz der Satellitenbilder mit den zugehörigen Boden- und 500-hPa Analysen sind dem Anhang ab Seite 147 zu entnehmen.

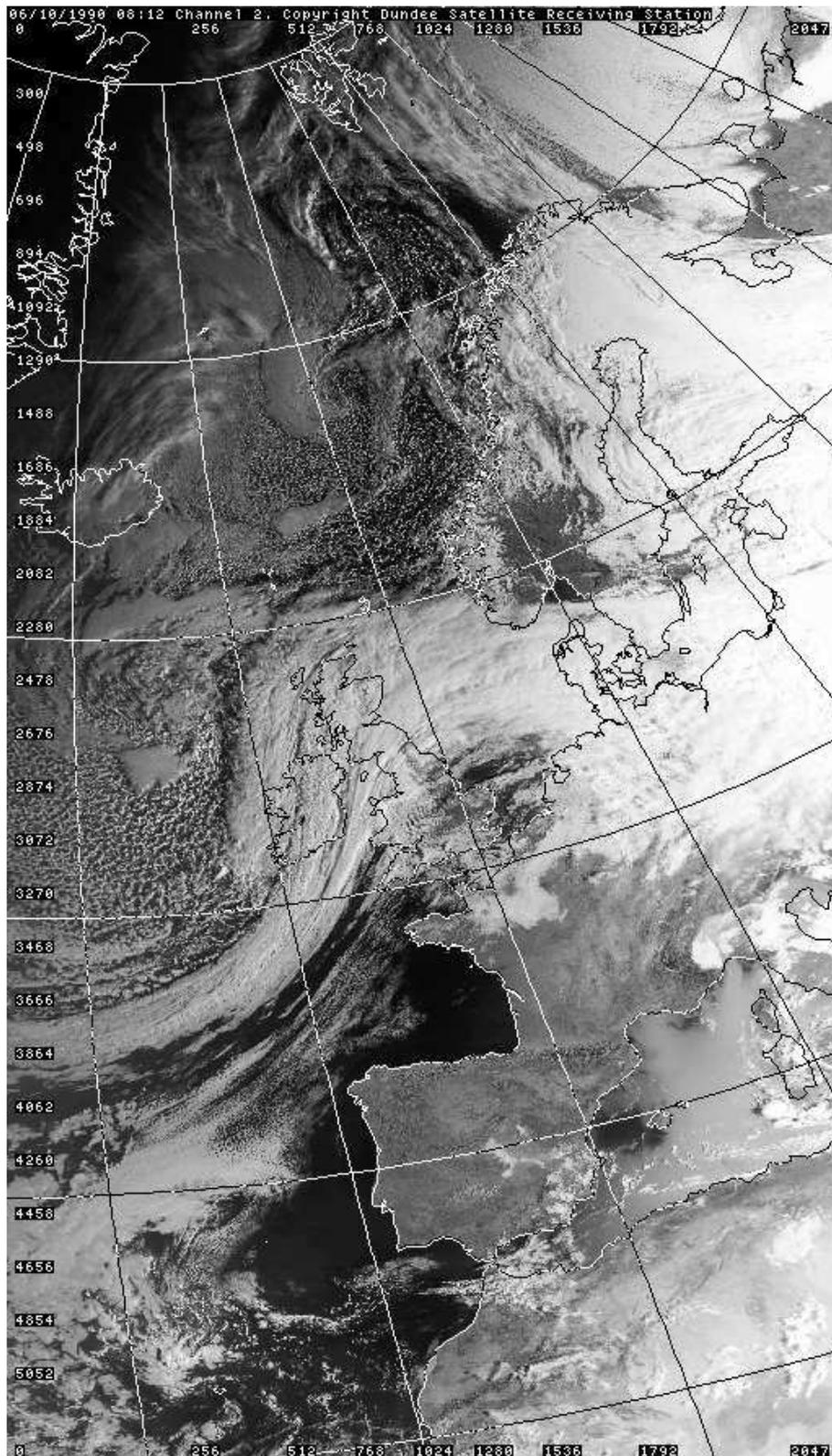


Abbildung 6.8: 6. Oktober 1990, AVHRR, CH2, 08:12 UTC , Dundee Sytellite Receiving Station

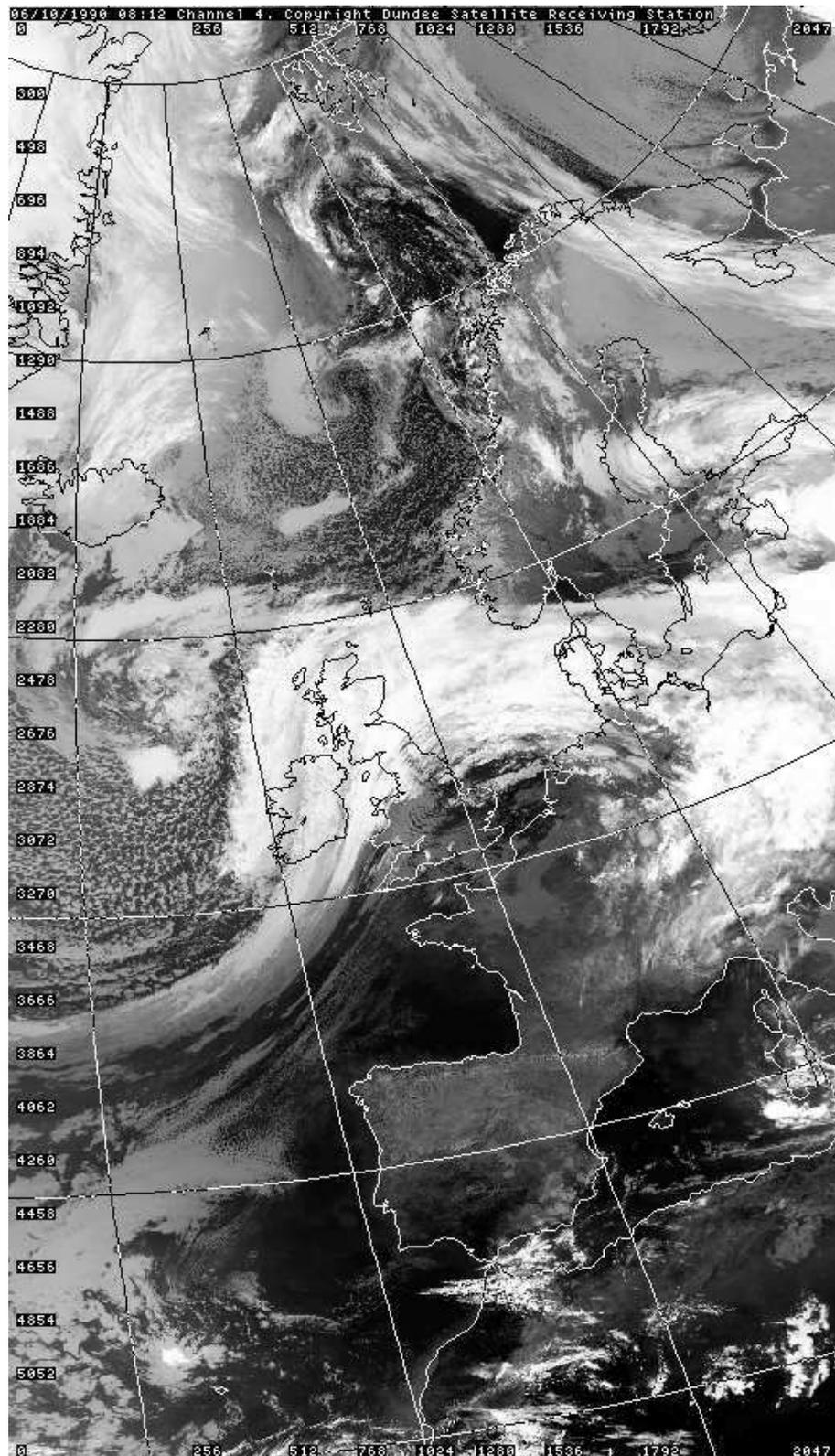


Abbildung 6.9: 6. Oktober 1990, AVHRR, CH4, 08:12 UTC , Dundee Sytellite Receiving Station

# Kapitel 7

## 2-dim. Vergenzanalysen (Beispiele)

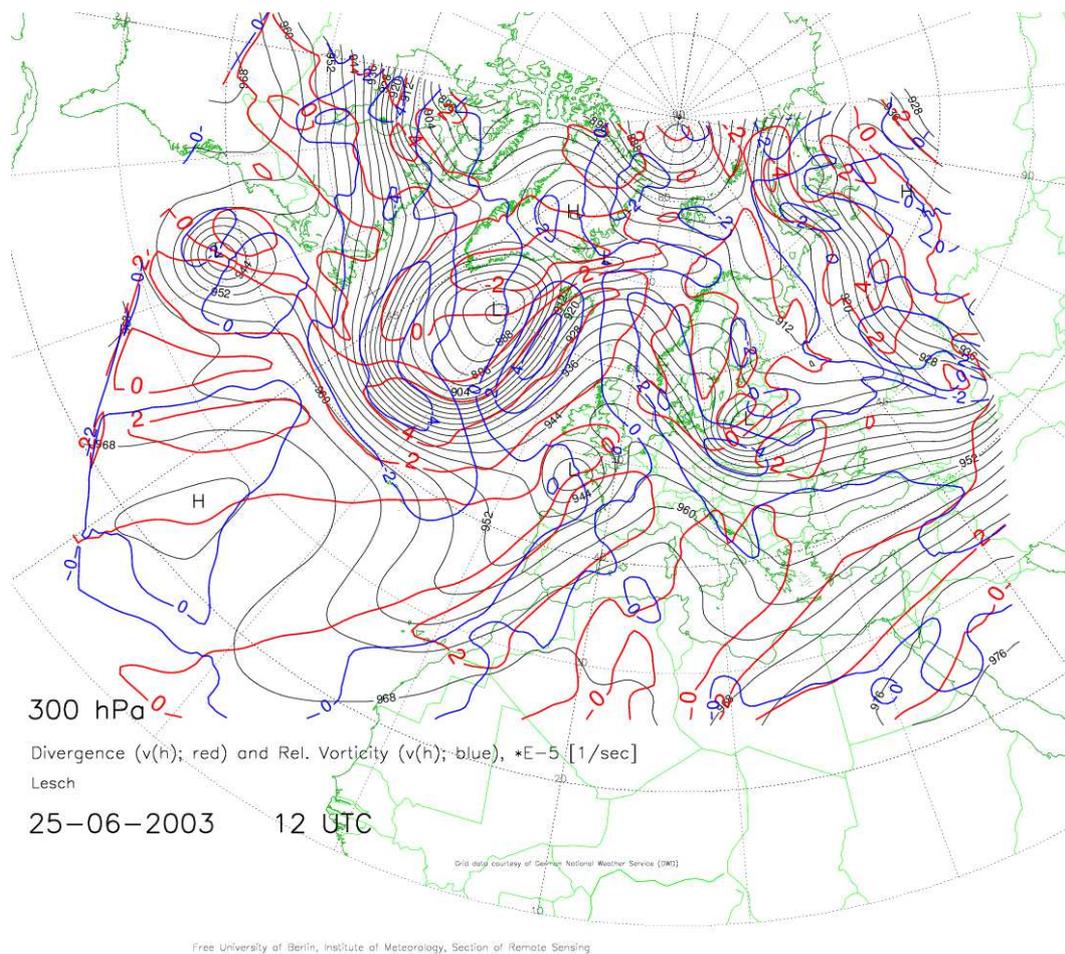


Abbildung 7.1: 25. Juni 2003 (12 UTC) und 300 hPa Analyse mit Divergenz und rel. Vorticity (berechnet aus  $\mathbf{v}_h$ )

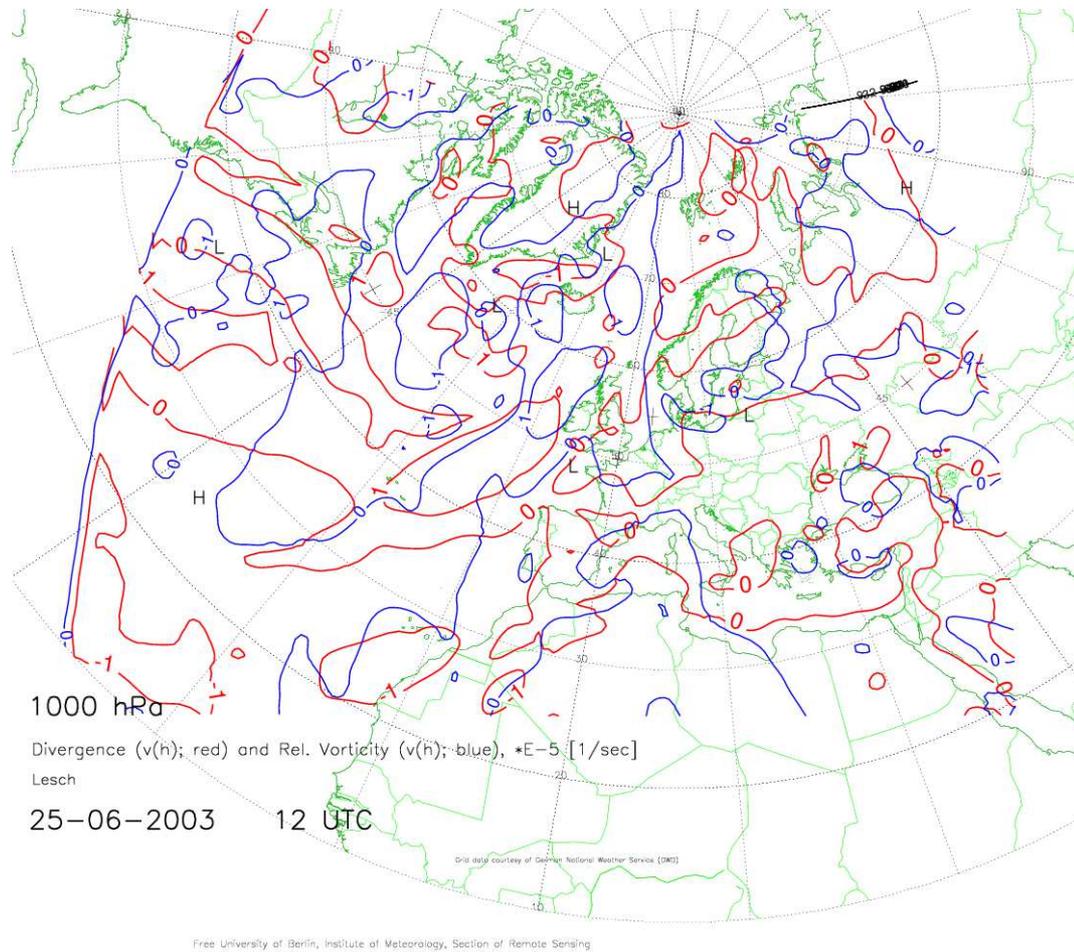
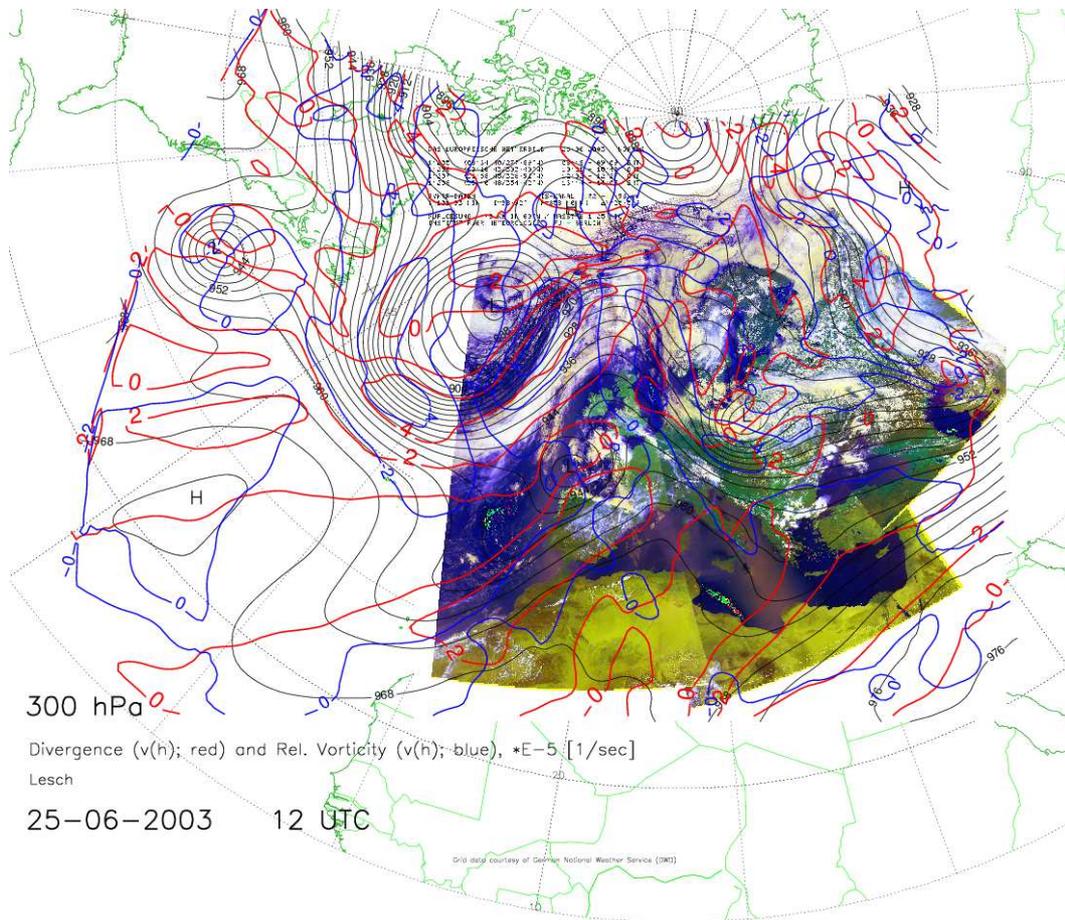


Abbildung 7.2: 25. Juni 2003 (12 UTC) und 1000 hPa Analyse mit Divergenz und rel. Vorticity (berechnet aus  $\mathbf{v}_h$ )



Free University of Berlin, Institute of Meteorology, Section of Remote Sensing

Abbildung 7.3: 25. Juni 2003, NOAA-16 AVHRR (CH1, CH2 und CH4) und 300 hPa Analyse mit Divergenz und rel. Vorticity (berechnet aus  $\mathbf{v}_h$ )

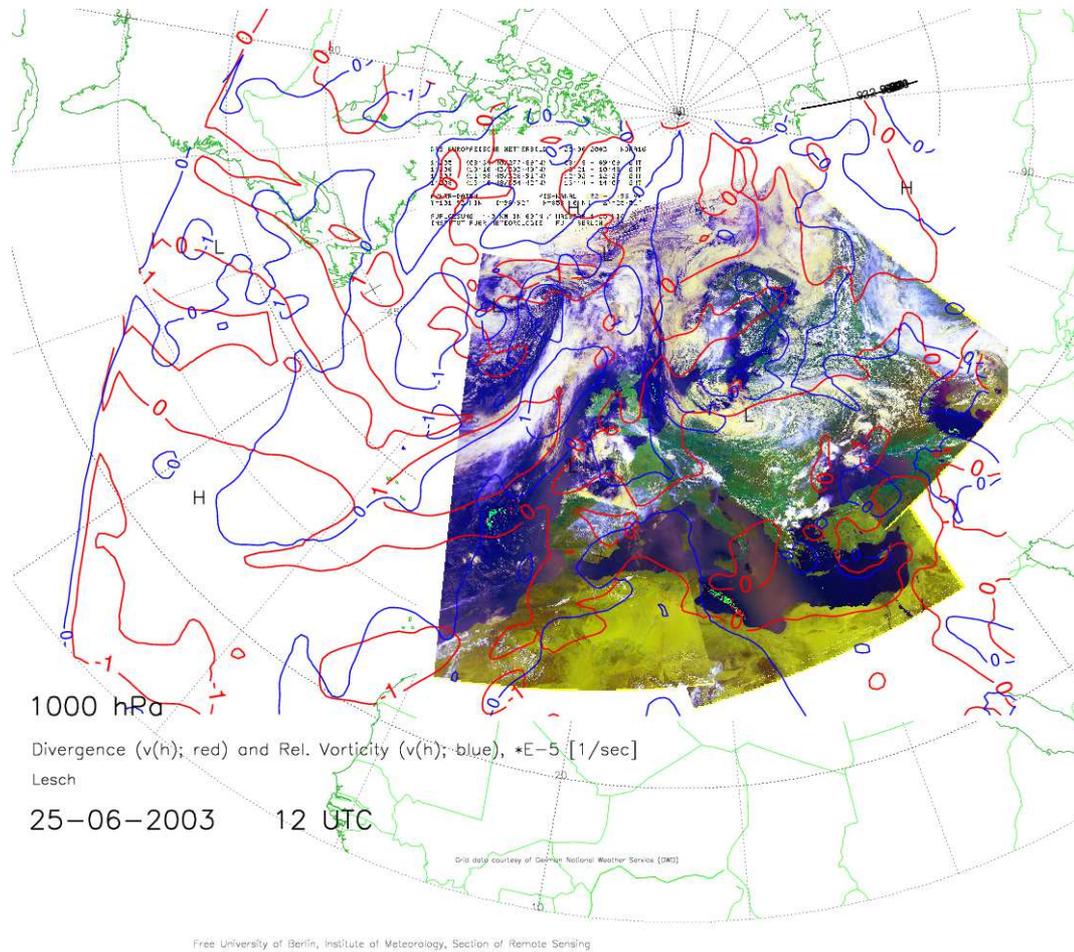


Abbildung 7.4: 25. Juni 2003, NOAA-16 AVHRR (CH1, CH2 und CH4) und 1000 hPa Analyse mit Divergenz und rel. Vorticity (berechnet aus  $\mathbf{v}_h$ )

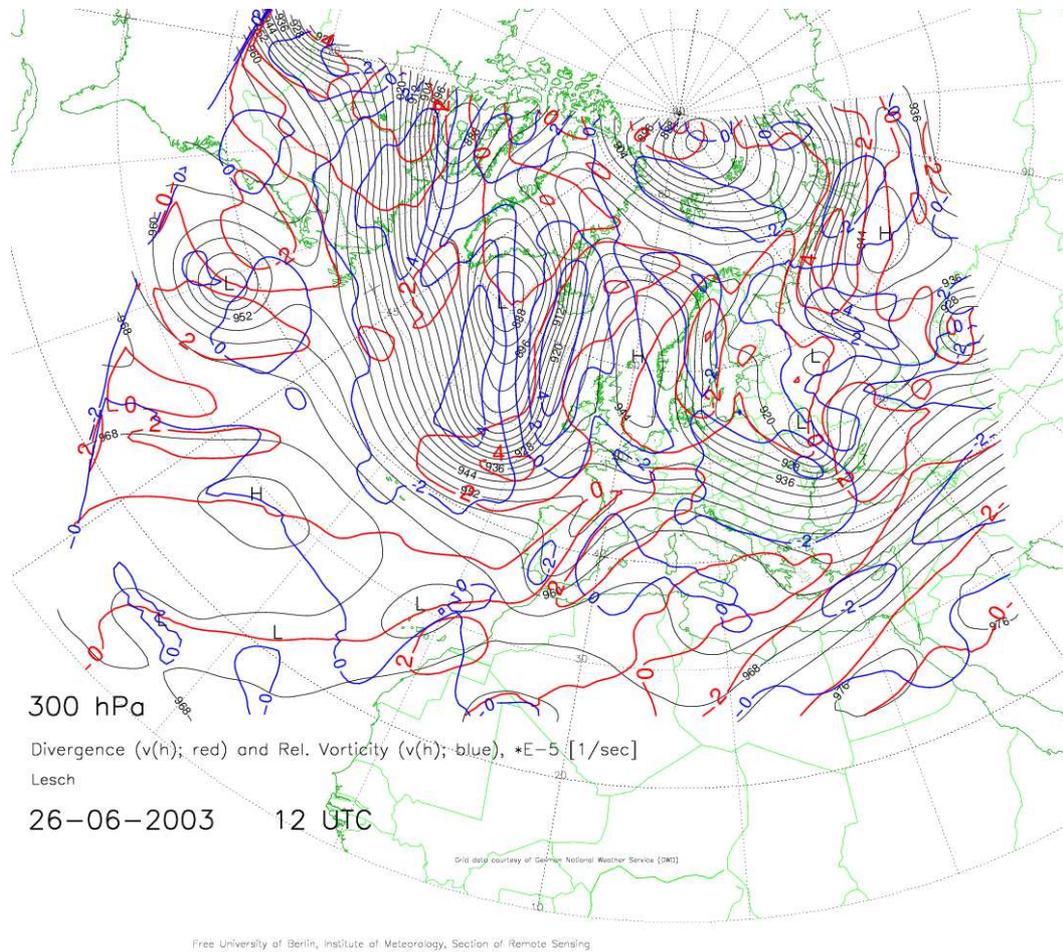


Abbildung 7.5: 26. Juni 2003 (12 UTC) und 300 hPa Analyse mit Divergenz und rel. Vorticity (berechnet aus  $\mathbf{v}_h$ )

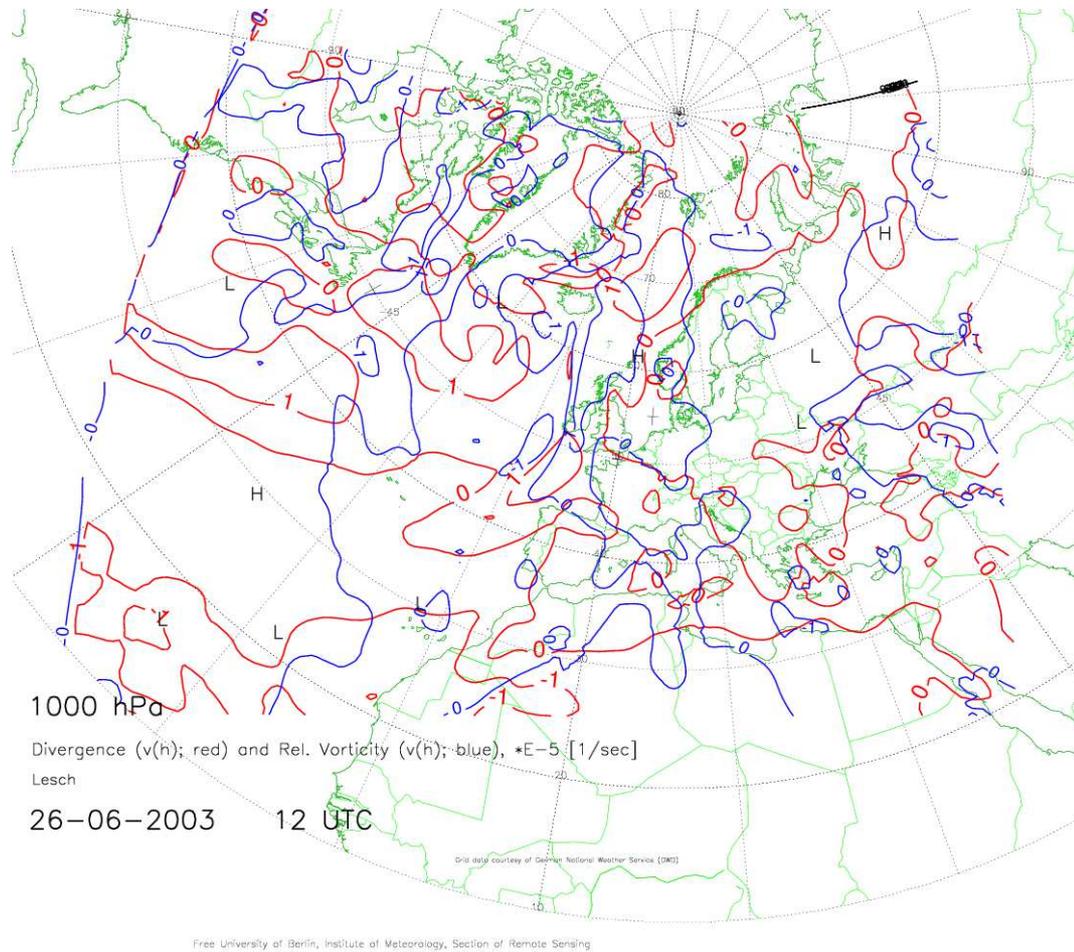
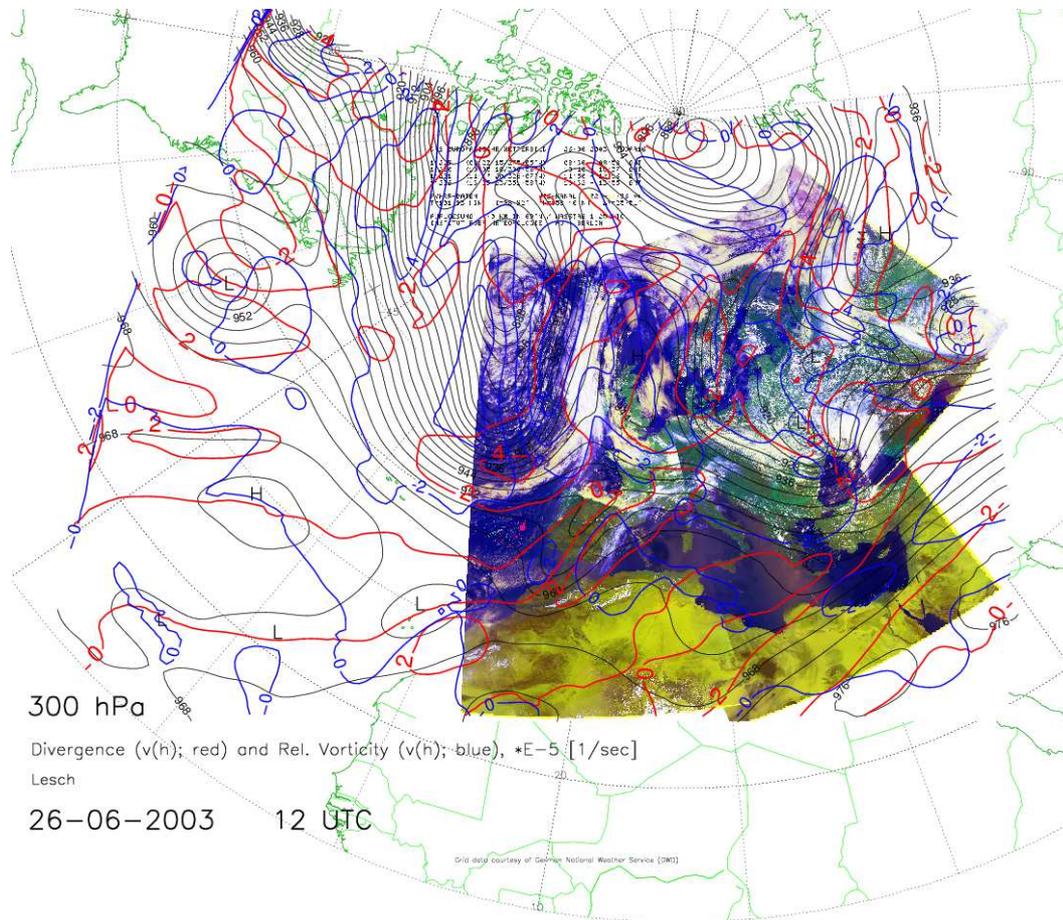


Abbildung 7.6: 26. Juni 2003 (12 UTC) und 1000 hPa Analyse mit Divergenz und rel. Vorticity (berechnet aus  $\mathbf{v}_h$ )



Free University of Berlin, Institute of Meteorology, Section of Remote Sensing

Abbildung 7.7: 26. Juni 2003, NOAA-16 AVHRR (CH1, CH2 und CH4, PM) und 300 hPa Analyse mit Divergenz und rel. Vorticity (berechnet aus  $\mathbf{v}_h$ )

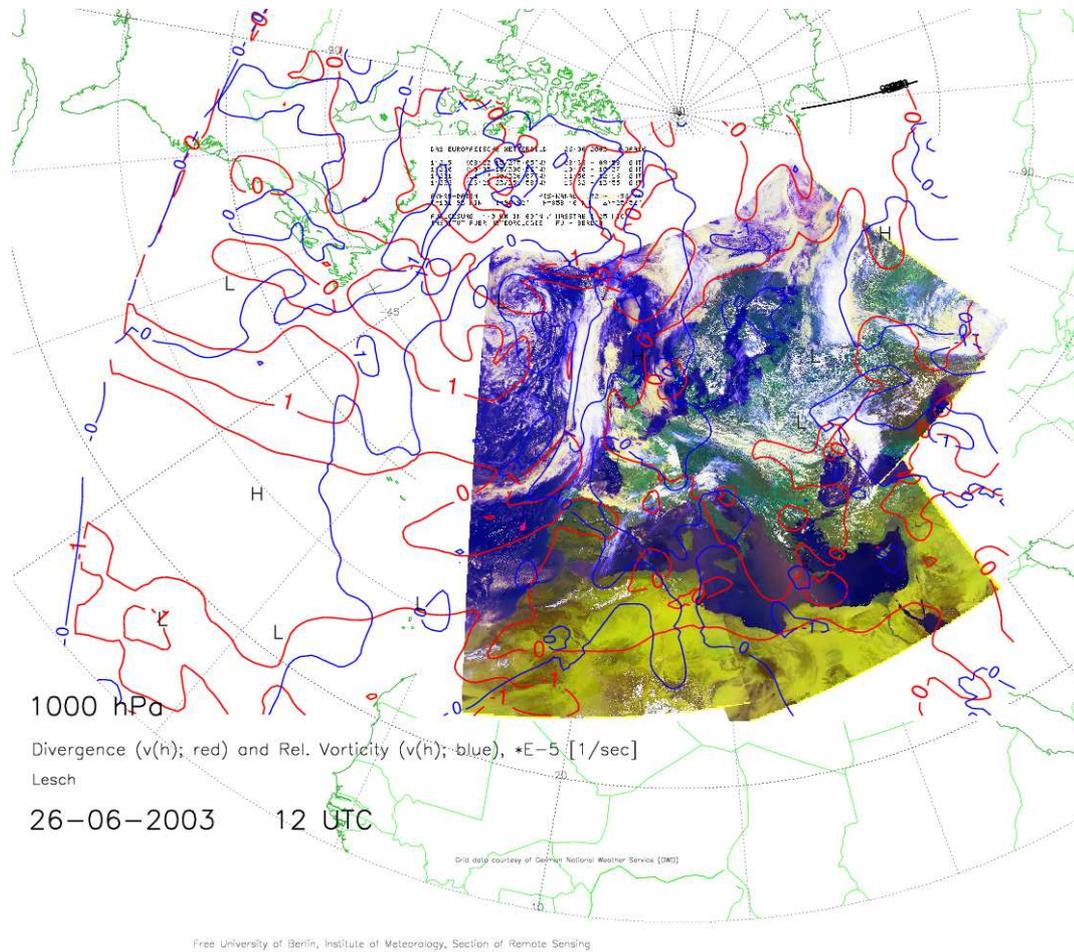


Abbildung 7.8: 26. Juni 2003, NOAA-16 AVHRR (CH1, CH2 und CH4, PM) und 1000 hPa Analyse mit Divergenz und rel. Vorticity (berechnet aus  $\mathbf{v}_h$ )

# Kapitel 8

## Quasigeostrophische Diagnostik

Für eine genauere Betrachtung der Entwicklungsvorgänge wird nachfolgend die quasigeostrophische Diagnostik eingeführt. Ausgangspunkt ist die Annahme, daß die Atmosphäre immer eine Balance zwischen Druck-, Massen- und Windfeld anstrebt und daß bei Störungen dieser Balance Justierungsprobleme einsetzen, die ein neues Gleichgewicht zum Ziel haben. Im *quasigeostrophischen System* wird angenommen, daß in der Vertikalen hydrostatisches Gleichgewicht herrscht und auch während aller sonstigen Feldänderungen erhalten bleibt und daß in der Horizontalen zwischen Druck- und Vorticityfeld eine geostrophische Balance besteht, die ebenfalls aufrecht erhalten bleiben soll.

### 8.1 Der Druck als vertikale Koordinate

Bekanntlich analysiert man auf Karten für die freie Atmosphäre nicht die Druckverteilung auf bestimmten Niveauflächen, sondern stellt umgekehrt die Höhen- bzw. Potentialverteilung ausgewählter Druckflächen dar. Diese Darstellungen werden als absolute Topographien bezeichnet; die Linienscharen gleichen Potentials werden wegen der zahlenmäßigen Ähnlichkeit von  $z$  und  $\Theta$  Isohypsen genannt.

Für dieses Verfahren ist es notwendig, die Bewegungsgleichung und die Gleichung für den geostrophischen Wind vom normalen  $z$ -System in ein System mit dem Druck als vertikaler Koordinate zu überführen. Dazu verwendet man die allgemeine Beziehung

$$\nabla_{\Psi} s = \nabla s + \frac{\partial s}{\partial z} \nabla_{\Psi} z. \quad (8.1)$$

Dabei ist  $-\nabla s$  der normale horizontale Gradient einer skalaren Größe  $s$ ,  $-\nabla_{\Psi} s$  der Horizontalgradient von  $s$  bestimmt auf der horizontalen Projektion einer Fläche  $\Psi = \text{const.}$  und  $-\nabla_{\Psi} z$  der Horizontalgradient der Höhe  $z$  dieser Fläche.

Mit  $\Psi = p$  und  $s = p$  wird  $\nabla_p p = 0$ . Unter Benutzung der statischen Grundgleichung und der Definitionsgleichung des Geopotentials folgt dann

$$\nabla_p = g\rho\nabla_p z = \rho\nabla_p \Phi. \quad (8.2)$$

Die Bewegungsgleichung 5.5 nimmt dann die Form

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla_p \Phi - f \vec{k} \times \vec{v} \quad (8.3)$$

an, und für den geostrophischen Wind ergibt sich

$$\vec{v}_g = -\frac{1}{f} \nabla_p \Phi \times \vec{k}. \quad (8.4)$$

Im Gegensatz zum  $z$ -System erscheint die stark höhenvariable Dichte in diesen Beziehungen nicht mehr. Ein Nomogramm, mit dessen Hilfe aus den Windangaben entsprechend (8.4) der Potentialgradient bestimmt werden kann, ist deshalb für alle Druckflächen universell verwendbar. Das

ist einer der vielen Vorteile, die das  $p$ -System für die synoptische Praxis bietet. Außerdem ist es aber auch bei theoretischen Untersuchungen dem  $z$ -System meist überlegen.

Für die Potentialdifferenz zwischen zwei Druckflächen ( $p_0, p_1$ ), die auch als Schichtdicke oder relative Topographie bezeichnet wird, erhält man eine Beziehung aus der statischen Grundgleichung. Die Integration der Gleichung (2.13) liefert

$$D \equiv \Phi_1 - \Phi_0 = R_d \int_{p_1}^{p_0} T_v d \ln p \quad (8.5)$$

sowie bei Mittelung der virtuellen Temperatur

$$D = R_d \ln \left( \frac{p_0}{p_1} \right) \overline{T}_v. \quad (8.6)$$

$D$  ist der virtuellen Mitteltemperatur direkt proportional. Die Darstellung einer relativen Topographie spiegelt somit unmittelbar das Bild der vertikal gemittelten Temperaturverteilung wider, auf dem man die Zonen starker Temperaturgradienten, die thermischen Frontalzonen, erkennen kann. Aus diesem Grund stellen die relativen Topographien, die die untere Troposphäre erfassen (üblicherweise die ReTop 500/1000 hPa) eine wertvolle Hilfe für die Analyse der Bodenfronten dar.

## 8.2 Temperatur- und Potentialänderung

Im vorstehenden Kapitel wurde formuliert, daß bei hydrostatischem Gleichgewicht die Schichtdicke oder relative Topographie zwischen zwei Druckflächen der in der Zwischenschicht herrschenden (virtuellen) Mitteltemperatur direkt proportional ist. Das gilt auch für die differentielle Schichtdicke

$$\left( -\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) = \frac{1}{\rho} = \alpha = \frac{RT}{p}. \quad (8.7)$$

Aus dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik erhält man über die Temperatur eine Beziehung für die lokalzeitliche Änderung der Schichtdicke:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( -\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) = -\frac{R}{p} \vec{v}_g \cdot \nabla_p T + \sigma \omega + \frac{R}{c_p p} H, \quad (8.8)$$

wobei

$$\sigma \equiv -\alpha \frac{\partial \ln \Theta}{\partial p} \quad (8.9)$$

ein Stabilitätsparameter ist, der wegen der statischen Stabilität der Schichtung immer als positiv vorausgesetzt werden kann.  $H \equiv dQ/dt$  gibt mögliche diabatische Wärmeübergänge pro Zeit und Masseneinheit wider. Im ersten Term rechts wurde der Horizontalwind  $\vec{v}$  durch den geostrophischen Wind  $\vec{v}_g$  approximiert.

Die Gleichung besagt, daß proportional zur Temperatur die Schichtdicke zunimmt bei

- Warmluftadvektion
- Absinken u./o.
- diabatischer Wärmezufuhr,

bzw. abnimmt bei

- Kaltluftadvektion
- Hebung u./o.
- diabatischem Wärmeentzug.

Vertauscht man links die Reihenfolge der Differentiationen, so erhält man eine Aussage über die Vertikale Änderung der Potential- bzw. Drucktendenz in Abhängigkeit von der vorgegebenen Temperatur- bzw. Schichtdickenänderung. Bei Erwärmung und damit verbundenen Schichtdickenvergrößerung muß

- Potentialfall mit der Höhe abnehmen,
- Potentialanstieg mit der Höhe zunehmen oder
- unten Fall und oben Anstieg

herrschen.

Bei Abkühlung und damit verbundenen Schichtdickenabnahme muß umgekehrt

- Potentialfall mit der Höhe zunehmen,
- Potentialanstieg mit der Höhe abnehmen oder
- unten Anstieg und oben Fall

herrschen.

### 8.3 Vorticity- und Potentialänderung

Wegen der zweiten oben gemachten Annahme wird im folgenden anstatt der Vorticity des wahren Windes die des geostrophischen Windes betrachtet, die entsprechend

$$\zeta_g = \frac{1}{f} \nabla^2 \Phi \quad (8.10)$$

mit dem Potentialfeld korreliert ist. Lokalzeitliche Vorticityänderungen sind dann über

$$\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} = \frac{1}{f} \nabla^2 \left( \frac{\partial \phi}{\partial t} \right) \quad (8.11)$$

mit der horizontalen Verteilung der Potentialtendenz verknüpft. Lokalzeitliche Vorticityzunahme erfolgt im Bereich des (relativ) stärksten Potentialfalls (bzw. schwächsten Anstiegs), Vorticityabnahme im Bereich des (relativ) stärksten Anstiegs (bzw. schwächsten Falls).

Entsprechend der Größenbetrachtung im Kapitel *Die Vorticitygleichung* auf Seite 66 kann man die Vorticitygleichung 6.27 für den *large scale* vereinfachen zu

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = - \vec{v} \cdot \nabla_p \eta - \eta \nabla_p \cdot \vec{v} . \quad (8.12)$$

Für die weitere Betrachtung wird die Vorticitygleichung 8.12 quasigeostrophisch approximiert, indem im Advektionsterm der geostrophische Wind benutzt wird, im Divergenzterm  $\zeta$  gegen  $f$  vernachlässigt wird und  $f$  selbst nur im Advektionsterm als variabel, ansonsten aber als  $f = f_0$  konstant angesehen wird:

$$\frac{\partial \zeta_g}{\partial t} = \frac{1}{f_0} \nabla^2 \left( \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right) = - \vec{v}_g \cdot \nabla_p (\zeta_g + f) - f_0 \nabla_p \cdot \vec{v} . \quad (8.13)$$

Die Gleichung verknüpft in dieser Form die Verteilung der Potentialtendenz mit dem horizontalen Verfrachten von Vorticity bzw. Produktion oder Destruktion von Vorticity durch horizontale Vergenzen. Positive Vorticityadvektion (PVA) u./o. Konvergenz sind korreliert mit (relativ) starkem Fall bzw. (relativ) schwachem Anstieg, negative Vorticityadvektion (NVA) u./o. Divergenz mit (relativ) starkem Anstieg bzw. (relativ) schwachem Fall.

Die Verknüpfung mit der Vorticityadvektion allein gilt für ein divergenzfreies Niveau, wo offensichtlich die geostrophische Balance zwischen Gradient- und Corioliskraft, was die Rotation der Partikel angeht, ungestört erhalten bleibt; d.h. die diesem Niveau aufgeprägten Potentialänderungen erzeugen genau die Verteilung, die für die stärkere oder schwächere Vorticity der in der Strömung herantransportierten Luftteilchen erforderlich ist.

Bei anderen Fällen ist für die Balancierung das Mitwirken von Divergenzeffekten erforderlich. Dabei ist zu unterscheiden zwischen Fällen, bei denen zunächst die Potentialänderung, und Fällen, bei denen zunächst die advective Wirbeländerung in ihrer Wirkung dominiert. Im ersten Fall erfolgt die Balancierung über Divergenzeffekte, die die Vorticity vergrößern, die primär wirksame Potentialänderung dagegen abschwächen. So ergibt sich z.B. bei aufgeprägtem Potentialfall durch

den *isallobarischen Wind* eine Konvergenz im Innern des Fallgebietes, die dort zum einen zur Produktion zyklonaler Vorticity Anlaß gibt, zum anderen aber den Potentialfall verringert. Diese Art der Balancierung ist typisch für die untere, bodennahe Troposphäre, ist aber auch gültig für alle Intensitätsänderungen von Vorticityextremen.

In Fällen, bei denen die advective Wirbeländerung dominieren würde, sind für das Gleichgewicht Divergenzen erforderlich, die sowohl zu einer Verringerung der Vorticity als auch zu einer Verstärkung der primären Potentialänderung führen. In einem Bereich mit starker PVA, aber nur geringem primär aufgeprägten Potentialfall z.B. werden die zyklonal rotierenden Partikel unter der Wirkung der nicht völlig balancierten Corioliskraft horizontal gestreckt, also einer Divergenz unterworfen. Durch diese Divergenz wird zum einen die Vorticity der Teilchen verringert, zum anderen aber der Potentialfall verstärkt, so daß sich ein neues Gleichgewicht einstellen kann. Diese Anpassung ist charakteristisch für die obere Troposphäre, wo im Bereich des Jetstreams sehr große Vorticitytransporte erfolgen.

## 8.4 Die *Omega* - Gleichung

Aus den Modellbetrachtungen über Zyklonogenese und Antizyklonogenese ergab sich, daß beide Prozesse mit entsprechenden Vertikalprozessen verknüpft sind. Über dem Konvergenzgebiet der entstehenden Bodenzyklone muß die Luft aufsteigen, über dem Divergenzgebiet der entstehenden Antizyklone muß sie absinken. Eine Beziehung, die Auskunft über die Verteilung der Vertikalbewegung gibt, ist somit außerordentlich geeignet, gleichzeitig Aussagen über mögliche Entwicklungstendenzen zu gewinnen. Da die Betrachtungen wie bisher im p-System durchgeführt werden, handelt es sich um eine Beziehung für  $\omega$ , das in der freien Atmosphäre ja hauptsächlich durch die Vertikalgeschwindigkeit  $w$  bestimmt wird.

Substituiert man in (8.13) die Divergenz mit Hilfe der Kontinuitätsbeziehung und differenziert nach  $p$  und bildet man den *Laplace* von (8.8), so liefert die Kombination der beiden Beziehungen die sogenannte *Omega*-Gleichung, die Auskunft gibt über die Verteilung großräumiger Vertikalbewegungen:

$$\left( \sigma \nabla^2 + f_0^2 \frac{\partial^2}{\partial p^2} \right) \omega = -f_0 \frac{\partial}{\partial p} \left[ -\vec{v}_g \cdot \nabla_p (\zeta_g + f) \right] - \frac{R}{p} \nabla^2 \left[ -\vec{v} \cdot \nabla_p T \right] - \frac{R}{c_p p} \nabla^2 H. \quad (8.14)$$

Mit den Randbedingungen  $\omega = 0$  für  $p = 0$  und  $p = p_0$  und bei Annahme einer sinusförmigen Verteilung von  $\omega$  im Raum wird die linke Seite proportional zu  $-\omega$ . Bei Beachtung von

$$\omega \approx -gpw$$

ist sie direkt proportional der Vertikalgeschwindigkeit  $w$ .

Die Verteilung von  $\omega$  bzw.  $w$  wird durch die drei Antriebsfunktionen auf der rechten Seite - die vertikale Variation der Vorticityadvektion, den *Laplace* der Temperaturadvektion und den *Laplace* diabatischer Wärmeübergänge - bestimmt.

*Hebung* ( $\omega < 0$ ,  $w > 0$ ) ist zu erwarten

- im Bereich aufwärts zunehmender positiver Vorticityadvektion (bzw. aufwärts abnehmender negativer Vorticityadvektion)
- im Bereich der relativ stärksten Warmluftadvektion (bzw. relativ schwächsten Kaltluftadvektion)
- im Bereich der relativ größten diabatischen Wärmezufuhr (bzw. des relativ schwächsten Wärmeentzuges)

*Absinken* ( $\omega > 0$ ,  $w < 0$ ) ist zu erwarten

- im Bereich aufwärts zunehmender negativer Vorticityadvektion (bzw. aufwärts abnehmender positiver Vorticityadvektion)

- im Bereich der relativ stärksten Kaltluftadvektion (bzw. relativ schwächsten Warmluftadvektion)
- im Bereich des relativ größten diabatischen Wärmeentzuges (bzw. der relativ schwächsten Wärmezufuhr)

Die Beiträge der Vertikalgeschwindigkeit sind dabei über  $\sigma$  abhängig von der statischen Stabilität der Schichtung. Je stabiler die Schichtung, desto geringer werden bei sonst gleichem Antrieb die resultierenden Vertikalbewegungen.

Laßt man diabatische Effekte außer acht, ist für die Auslösung großräumiger Vertikalbewegungen offensichtlich Baroklinität Voraussetzung, denn nur dann können sich vertikale Unterschiede der Vorticityadvektion ergeben und kann Temperaturadvektion stattfinden.

Vertikalbewegungen durch vertikal unterschiedliche Vorticityadvektion an den Flanken kurzweiliger Tröge und Rücken sowie in der Umgebung ausgeprägter Strahlstrommaxima sind zu erwarten, wo im allgemeinen aufwärts zunehmende positive oder negative Vorticityadvektion anzutreffen ist. Die Beträge werden dabei umso größer sein, je kürzer die Wellenlänge des betreffenden Systems ist. Ein Hebungsantrieb durch maximierte Warmluftadvektion ist vor Warmfronten, ein Antrieb für Absinken durch Kaltluftadvektion hinter Kaltfronten zu erwarten. Von den diabatischen Effekten ist im *large scale* das Freiwerden von latenter Wärme bei Kondensation der wichtigste Prozess. Durch diesen Vorgang, der eine Hebung bis zum Kondensationsniveau voraussetzt, wird anschließend die Aufwärtsbewegung verstärkt.

Über die Kontinuitätsgleichung sind die Vertikalbewegungen mit horizontalen Vergenzen verknüpft. Unter dem Niveau der stärksten Hebung sowie oberhalb des Niveaus des stärksten Absinkens kommt es zu Konvergenz und damit zur Produktion zyklonaler Vorticity bzw. zum Abbau antizyklonaler Vorticity. Umgekehrt setzt über dem Niveau der stärksten Hebung sowie unterhalb des Niveaus des stärksten Absinkens Divergenz ein, die zur Produktion antizyklonaler bzw. zum Abbau zyklonaler Wirbelgröße führt.

Numerisch kann die *Omega*-Gleichung durch eine Relaxationsmethode gelöst werden. Mit den obigen Annahmen für die Verteilung von  $\omega$  genügt allerdings im allgemeinen die Bestimmung und Summierung der Antriebsfunktionen auf der rechten Seite.

Eine rein qualitative Interpretation mittels Betrachtung der Felder von Vorticity- und Temperaturadvektion ist möglich, aber problematisch, wenn die beiden Antriebsfunktionen entgegengesetztes Vorzeichen haben und kann deshalb ohne Berechnung, welche der beiden überwiegt, nicht entschieden werden. Im folgenden soll deshalb eine weitere Vereinfachung der *Omega*-Gleichung durchgeführt werden, die zu einer Form mit nur einer Antriebsfunktion führt [12, *Wiin-Nielsen*, 1973].

Betrachtet wird der Antrieb  $F$  durch Vorticity- und Temperaturadvektion. Vernachlässigt man die Variation des Coriolisparameters, so ergibt sich für den Anteil der Vorticityadvektion

$$F1 = -f_0 \left( -\frac{\partial \vec{v}_g}{\partial p} \right) \cdot \nabla \zeta_g + f_0 \vec{v}_g \cdot \nabla \frac{\partial \zeta_g}{\partial p} = -f_0 \vec{v}_T \cdot \nabla \zeta_g - f_0 \vec{v}_g \cdot \nabla \zeta_T \quad (8.15)$$

mit

$$\vec{v}_T = -\frac{1}{f_0} \nabla \left( -\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right) \times \vec{k}, \quad (8.16)$$

dem thermischen Wind im p-System, und

$$\zeta_T = -\frac{\partial \zeta_g}{\partial p} = \frac{1}{f_0} \nabla^2 \left( -\frac{\partial \Phi}{\partial p} \right), \quad (8.17)$$

der *thermischen Vorticity*, die die vertikale Variation der geostrophischen Vorticity beschreibt und als Vorticity des thermischen Windes aufgefaßt werden kann.

Unter Benutzung der Definitionsgleichung von geostrophischem Wind, Vorticity und Schichtdicke folgt für den Antrieb durch die Temperaturadvektion

$$F2 = -f_0 \vec{v}_T \cdot \nabla \zeta_g + f_0 \vec{v}_g \cdot \nabla \zeta_T - 2\Lambda. \quad (8.18)$$

Man sieht, daß die beiden Antriebsterme nicht unabhängig voneinander sind. Beide enthalten die Advektion von Vorticity mit dem thermischen Wind und - mit entgegengesetztem Vorzeichen - die Advektion thermischer Vorticity mit dem geostrophischen Wind. In  $F2$  erscheint außerdem noch der Term  $\Lambda$ , der gemäß

$$\Lambda = \frac{f_0}{2} \left( S_1 \frac{\partial S_2}{\partial p} - S_2 \frac{\partial S_1}{\partial p} \right) \quad (8.19)$$

$$S_1 = \frac{\partial u_g}{\partial x} - \frac{\partial v_g}{\partial y} \quad (8.20)$$

$$S_2 = \frac{\partial v_g}{\partial x} - \frac{\partial u_g}{\partial y} \quad (8.21)$$

Streckungs- und Scherungsdeformation des geostrophischen Windes beinhaltet (vgl. Kapitel *Deformation*).

Summiert man, so verschwindet die Advektion der thermischen Vorticity und es resultiert

$$F = 2 \left( -f_0 \vec{v}_T \cdot \nabla \zeta_g - \Lambda \right) \quad (8.22)$$

bzw. bei Vernachlässigung des Deformationstermes angenähert

$$F \approx -2f_0 \vec{v}_T \cdot \nabla \zeta_g. \quad (8.23)$$

Das ist die von [13, *Sutcliffe*, 1947] angegebene einfachste Form des *Omega*-Antriebes. Nach ihr ist Hebung dort zu erwarten, wo der thermische Wind von hohen zu niedrigen Werten der relativen Vorticity gerichtet ist. Absinken ergibt sich umgekehrt dort, wo der thermische Wind von niedrigen zu hohen Werten der Vorticity weht. Die Beträge sind dabei dem isothermen Vorticitygefälle direkt proportional und wachsen mit der Baroklinität an.

# Kapitel 9

## Frontogenese und Frontolyse

Der Prozeß der Entstehung einer Front bzw. Frontalzone wird als *Frontogenese*, der Vorgang ihrer Auflösung als *Frontolyse* bezeichnet. Gemäß der Definition der Fronten muß bei Frontogenese ein horizontaler Temperaturgradient entweder neu entstehen oder sich - bei vorgegebener Baroklinität - in einem bestimmten Bereich linienhaft verstärken. Soll die neugebildete Front im Gleichgewicht sein, muß sich zur gleichen Zeit das Windfeld derart verändern, daß es die für die Front typische zyklonale und vertikale Scherung aufweist. Bei Frontolyse ist umgekehrt ein Abbau der Temperaturkontraste zu erwarten, verbunden mit einer Verringerung der Windscherung. Man sieht, daß diese Begriffsbestimmung neben der Neuentstehung bzw. Auflösung auch die entsprechenden Intensitätsänderungen von Fronten und Frontalzonen einschließt.

### 9.1 Allgemeine Aspekte

Die Prozesse von Frontogenese und Frontolyse lassen sich durch die Frontogenese-Funktion von *Miller* und *Pettersen* beschreiben. Betrachtet wird mit

$$F \equiv \frac{d}{dt} \left( -\frac{\partial \Theta}{\partial n} \right)_p > 0 \text{ bzw. } < 0 \text{ (Frontogenese bzw. Frontolyse)} \quad (9.1)$$

die zeitliche Änderung des isobaren Gradienten der potentiellen Temperatur, die ein Partikel entlang seiner Bahn erfährt. Bei Vergrößerung des Gradienten sprechen wir von Frontogenese, bei seiner Verringerung von Frontolyse. Es sei betont, daß  $F$  natürlich nicht nur Gradientveränderungen widerspiegelt, die sich lokal, also am festen Ort, vollziehen, sondern auch Veränderungen längs der horizontalen bzw. vertikalen Partikelbahn. Ein Partikel *erlebt* also auch eine Frontogenese, wenn es horizontal und / oder vertikal von einer Zone geringer in eine Zone größerer Baroklinität gerät.

$F$  läßt sich aufspalten in

$$F = \frac{\partial \Theta}{\partial n} \frac{\partial V_N}{\partial n} + \frac{\partial \Theta}{\partial p} \frac{\partial \omega}{\partial n} - \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{d\Theta}{dt} \right). \quad (9.2)$$

Dabei ist  $V_N$  die isothermenkrechte Komponente des Horizontalwindes, positiv gezählt, wenn von der warmen zur kalten Luft gerichtet;  $\omega$  ist die Vertikalbewegung im p-System

$$\omega \approx -g\rho w$$

und  $(d\Theta/dt)$  beinhaltet mögliche diabatische Wärmeänderungen, die das Partikel erfährt.

Die drei Antriebsterme beschreiben die frontogenetische oder frontolytische Wirkung des Horizontalwindes, der Vertikalbewegungen und der diabatischen Wärmeübergänge. Der erste Term setzt Baroklinität voraus und ist positiv, wirkt also frontogenetisch, wenn - wie aus Abb. 9.1 abzulesen - die isothermenkrechte Windkomponente konvergent verläuft; er ist dagegen negativ und wirkt frontolytisch, wenn  $V_n$  quer zu den Isothermen divergent ist. Die frontogenetische bzw. frontolytische Wirkung ist dabei proportional dem Temperaturgradienten, wächst also bei Frontogenese immer mehr an, während sie bei Frontolyse immer geringer wird.

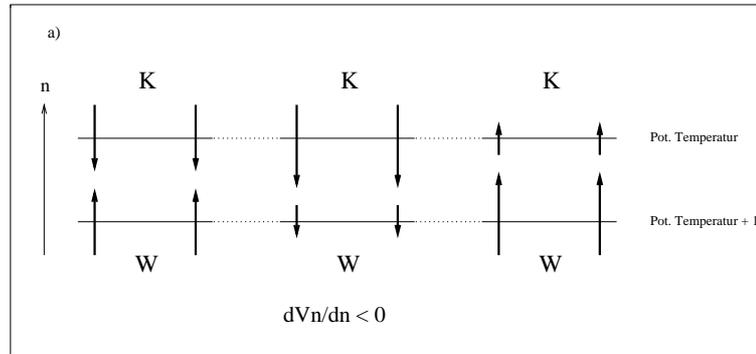


Abbildung 9.1: Frontogenese durch horizontale Konfluenz (K: kalte Luft, W: warme Luft)

Der zweite Term setzt statische Stabilität voraus und wirkt frontogenetisch, wenn die wärmere Luft relativ zur kälteren absinkt, dagegen frontolytisch, wenn die wärmere Luft relativ zur kälteren gehoben wird. Auch dabei ist die Änderung der Stabilität direkt proportional. Vergleicht man mit dem *BERGERON*schen Schema der Ana- und Katafronten auf Seite 102, so ist festzustellen, daß die Vertikalbewegungen an Anafronten eine frontolytische und an Katafronten eine frontogenetische Wirkung haben.

Durch horizontal unterschiedliche diabatische Wärmeübergänge, die durch den dritten Term auf der rechten Seite von Gleichung 9.2 beschrieben werden, ergibt sich ein frontogenetischer Effekt, wenn der wärmeren Luft noch Wärme zugeführt und / oder der kälteren Luft Wärme entzogen wird. Frontolyse resultiert bei der entgegengesetzten Verteilung. Sowohl durch horizontal unterschiedliche Vertikalbewegungen als auch durch diabatische Wärmeübergänge können in einer anfangs barotropen Atmosphäre horizontale bzw. isobare Temperaturunterschiede neu entstehen.

Die beschriebenen Effekte haben in den verschiedenen Schichten der Troposphäre unterschiedliche Wertung. In Bodennähe und in der oberen Troposphäre dürfte das horizontale Windfeld für Frontogenese und Frontolyse am wichtigsten sein, während in der mittleren Troposphäre die Vertikalbewegungen mindestens von gleicher Bedeutung sind. Signifikante Effekte durch diabatische Wärmeübergänge sind vor allem in der unteren und mittleren Troposphäre zu erwarten.

## 9.2 Eigenschaften des horizontalen Stromfeldes

Der horizontale Windvektor wird in einem normalen kartesischen Koordinatensystem durch die Komponenten  $u$  und  $v$  bestimmt. Die Verteilung von  $u$  und  $v$  läßt sich durch eine *Taylor*-Reihe beschreiben.

$$u = u_0 + \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_0 x + \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_0 y + \dots \quad (9.3)$$

$$v = v_0 + \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_0 x + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)_0 y + \dots \quad (9.4)$$

Das Subscript 0 kennzeichnet dabei die Werte bzw. Ableitungen am Koordinatenursprung. Umso höhere Ableitungen man benutzt, desto genauer wird das Windfeld erfaßt.

Bei Beschränkung auf die erste Ableitung erhält man eine erste linearisierte Näherung für die Beschreibung des Stromfeldes. Bildet man Summen und Differenzen der Ableitung, so gilt:

$$u = u_0 - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right)_0 y + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right)_0 x + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}\right)_0 x + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right)_0 y \quad (9.5)$$

$$v = v_0 + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right)_0 x + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)_0 y - \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right)_0 y + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)_0 x \quad (9.6)$$

Durch die Werte am Koordinatenursprung und die Terme in den Klammern werden vier Parameter definiert, die entweder allein oder in beliebiger Kombination das linearisierte Stromfeld charakterisieren. Es sind dies

$$\begin{aligned} & \text{Translation : } u_0, v_0 \\ \text{Deformation : } & \left( \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right); \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\ & \text{Divergenz : } \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \\ \text{Rotation(Vorticity) : } & \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \end{aligned}$$

## 9.3 Translation

Für Stromlinien reiner Translation gilt

$$\frac{dy}{dx} = \frac{v}{u} = \frac{v_0}{u_0}. \quad (9.7)$$

Die Integration führt zu

$$y = \frac{v_0}{u_0} x + k \quad (9.8)$$

mit  $k$  als Integrationskonstante. Diese Gleichung beschreibt eine Schar geradliniger Stromlinien gleicher Neigung und gleichen Abstandes (Abb. 9.4). Im Gleichgewicht mit dem Druckfeld sind sie mit Isobaren bzw. Isohypsen identisch.

Ein Luftpartikel wandert in einem zeitlich stationären Translationsfeld geradlinig mit gleichförmiger Geschwindigkeit ohne Änderung seiner Form und seines Grundrisses. Als typisches Beispiel für eine translatorische Komponente der Strömung sei der westliche Grundstrom der gemäßigten Breiten erwähnt.

## 9.4 Deformation

In Stromfeldern mit Deformation erfahren Partikel eine Änderung ihrer Form. Das kann zum einen durch Streckung bzw. Schrumpfung, zum anderen durch Scherung erfolgen.

Die Streckungsdeformation ist definiert durch

$$\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}. \quad (9.9)$$

Für die Stromlinie erhält man

$$\frac{dy}{dx} = -\frac{y}{x} \quad (9.10)$$

und integriert

$$xy = k. \quad (9.11)$$

Diese Gleichung beschreibt hyperbolische Stromlinien, die sich der x- und y- Achse asymptotisch nähern (Abb. 9.3). Auch hier ist ein Gleichgewicht mit dem Druckfeld denkbar. Das Deformationsfeld ist dann mit einem Viererdruckfeld identisch mit einem Sattelpunkt in der Mitte.

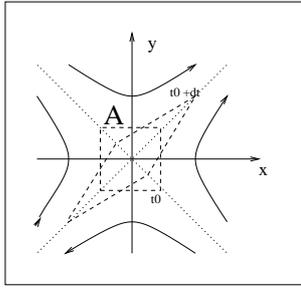


Abbildung 9.2: Stromlinien reiner Scherungsdeformation

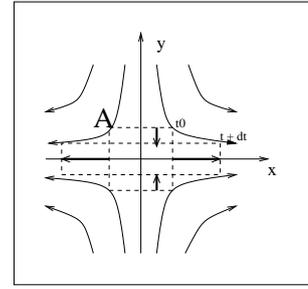


Abbildung 9.3: Stromlinien reiner Streckungsdeformation

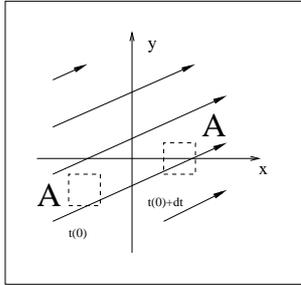


Abbildung 9.4: Stromlinien reiner Translation (strichliert Grundriß einer Luftmenge mit Flächeninhalt A)

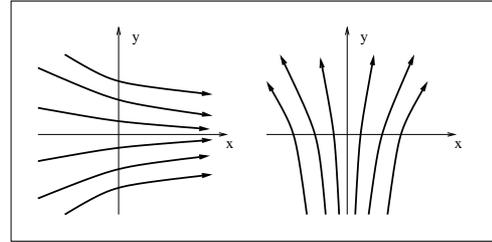


Abbildung 9.5: Kombination von Deformation und Translation

Ein Partikel, das sich in einem derartigen, zeitlich stationären Feld befindet, verändert seine Form, indem es entlang der x-Achse gestreckt und entlang der y-Achse zusammengedrückt wird. Man nennt die x-Achse deshalb Streckungs- oder Dehnungsachse und die y-Achse Schrumpfsachse. Ist allein Deformation wirksam, bleibt trotz der Formänderung des Partikels sein Flächeninhalt konstant.

Bei der Scherungsdeformation, die durch

$$\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \quad (9.12)$$

definiert ist, bewirkt die horizontale Windscherung die Formänderung der Partikel (vgl. Abb. 9.2). Allerdings genügt eine Drehung des Koordinatensystems um  $45^\circ$ , um das Scherungsfeld in das Streckungsfeld zu überführen. Es ist deshalb nicht notwendig, beide Deformationsarten prinzipiell zu unterscheiden.

Hinsichtlich der Größenordnung kann die Deformation durch

$$\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \sim \frac{U}{L} \quad (9.13)$$

approximiert werden. Mit einer charakteristischen Geschwindigkeit von  $10 \text{ m sec}^{-1}$  und dem horizontalen Scale von  $L = 10^6 \text{ m}$  ergibt sich eine Dimension von  $10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ . Gebietsweise kann allerdings auch  $10^{-4} \text{ sec}^{-1}$  erreicht werden.

Die Deformation ist besonders wichtig bei der Entstehung großer horizontaler Temperaturgradienten im Bereich der thermischen Frontalzonen (siehe Kapitel *Frontogenese und Frontolyse im horizontalen Stromfeld* auf Seite 91).

Abbildung (9.5) zeigt Felder, in denen Deformation mit Translation kombiniert wurde. Bei Translation in Richtung der Streckungsachse resultiert das Bild einer Konfluenzzone, bei Translation in Richtung der Schrumpfsachse das Bild einer Diffluenzzone. Die Formänderungen in diesen Feldern vollziehen sich bei gleichzeitiger Verfrachtung der Luft.

## 9.5 Divergenz

Die Divergenz des horizontalen Stromfeldes wird durch

$$\nabla \cdot \vec{v} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \quad (9.14)$$

beschrieben. Für die Stromlinien reiner Divergenz gilt

$$\frac{dy}{dx} = \frac{y}{x}; y = kx.$$

Es sind gerade Linien, die bei positiver Divergenz im Koordinatenursprung entspringen und nach allen Seiten auseinanderlaufen, während sie bei negativer Divergenz (Konvergenz) im Ursprung zusammenlaufen (Abb. 9.6). Sie beschreiben somit bei Divergenz die Strömung um eine punktförmige Quelle, bei Konvergenz die Strömung um eine punktförmige Senke des Stromfelds. Die Geschwindigkeit der Strömung nimmt dabei nach außen zu.

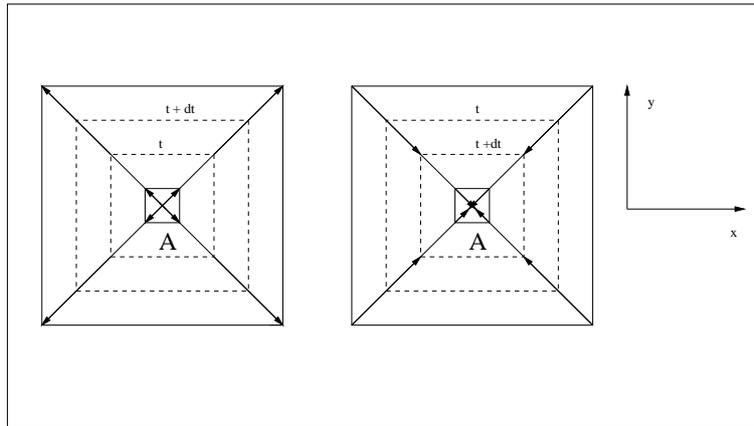


Abbildung 9.6: Stromlinien reiner Horizontaldivergenz (links) bzw. -konvergenz (rechts)

Ein Luftpaket, das einer Divergenz unterworfen ist, streckt sich horizontal und vergrößert seinen Querschnitt. Bei Konvergenz schrumpft es dagegen und sein Querschnitt wird kleiner. Mit dem Flächeninhalt  $A$  des Querschnittes kann man deshalb die Divergenz alternativ durch

$$\nabla \cdot \vec{v} = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \quad (9.15)$$

definieren.

Im natürlichen Koordinatensystem erhält man für die horizontale Divergenz den Ausdruck

$$\nabla \cdot \vec{v} = \frac{\partial V}{\partial s} + V \frac{\partial \beta}{\partial n}, \quad (9.16)$$

wobei  $\beta$  die Windrichtung darstellt. Die Divergenz besteht demnach aus zwei Bestandteilen - der Geschwindigkeitsdivergenz  $\partial V/\partial s$  und der Richtungsdivergenz  $V\partial\beta/\partial n$ . Nimmt die Geschwindigkeit entlang den Stromlinien zu (ab), liegt Geschwindigkeitsdivergenz (-konvergenz) vor. Laufen die Stromlinien in Windrichtung zusammen (auseinander), so herrscht Richtungskonvergenz (-divergenz) (Abb. 9.7).

In einem Feld reiner Divergenz wie in Abb. 9.6 dargestellt, unterliegen die Partikel sowohl einer Richtungs- als auch einer Geschwindigkeitsdivergenz. In Wirklichkeit wird das allerdings nur selten oder nur kurzzeitig der Fall sein. Man sieht leicht ein, daß beide Teile der Divergenz eher entgegengesetztes Vorzeichen haben werden und sich somit zu kompensieren trachten. Wegen der Tendenz zum Gleichgewicht sind nämlich Windgeschwindigkeit und Stromlinienabstand im allgemeinen umgekehrt proportional. In einer Konfluenzzone der Strömung z.B. (vgl. Abb. 9.8) findet man deshalb Richtungskonvergenz kombiniert mit Geschwindigkeitsdivergenz, in einer Diffluenzzone umgekehrt

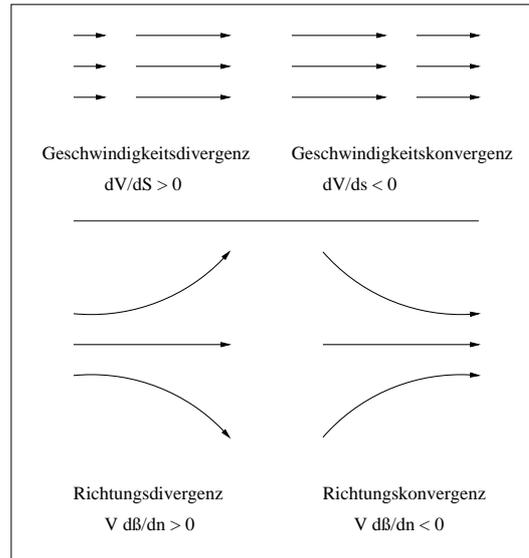


Abbildung 9.7: Geschwindigkeits- und Richtungsdivergenz

Richtungsdivergenz kombiniert mit Geschwindigkeitskonvergenz. Welcher Teil im Einzelfall größer ist und das Vorzeichen der Horizontaldivergenz bestimmt, kann nicht sofort entschieden werden. Es ist deshalb bedenklich, allein aus dem Auseinander- oder Zusammenlaufen der Isobaren bzw. der Isohypsen auf Horizontaldivergenz oder -konvergenz schließen zu wollen. Obwohl das Verfahren dafür sehr einfach wäre - man benötigt nur Felddarstellungen der beiden Windkomponenten bzw. ihre Werte an gewissen Gitterpunkten -, wären die Ergebnisse wegen der Ungenauigkeiten der Windmessungen stark fehleranfällig und nur mit Vorbehalt verwendbar. Da andererseits die Kenntnisse der Divergenz eine wesentliche Voraussetzung für das Verstehen der synoptischen darstellt, muß man indirekte Bestimmungsmethoden anwenden (siehe Kap. *Vorticitygleichung* auf Seite 63).

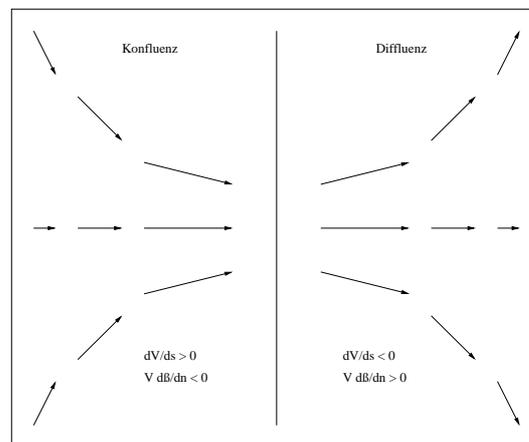


Abbildung 9.8: Geschwindigkeits- und Richtungsdivergenz im Bereich von Konfluenz- und Diffluenzzonen

Mit Hilfe der Vorticitygleichung findet man, daß die Größenordnung der Horizontaldivergenz in synoptischen Systemen  $10^{-5} \text{sec}^{-1}$  beträgt.

## 9.6 Frontogenese und Frontolyse im horizontalen Stromfeld

Benutzt man die vier Eigenschaftsparameter *Translation*, *Deformation*, *Divergenz* und *Rotation* (*Vorticity*), mit denen man in erster Näherung das horizontale Stromfeld beschreiben kann, so ist sofort klar, daß weder Translation noch Rotation eine frontogenetische oder frontolytische Wirkung haben können. Dagegen sind in Feldern mit Divergenzen und / oder Deformationen derartige Effekte zu erwarten. Es gilt

$$\frac{d}{dt} \left( -\frac{\partial \Theta}{\partial n} \right) = \frac{1}{2} \left| \frac{\partial \Theta}{\partial n} \right| (D - S \cos 2\beta), \tag{9.17}$$

wobei  $D$  die Horizontaldivergenz und

$$S = \sqrt{S_1^2 + S_2^2}$$

die aus Streckung ( $S_1$ ) und Scherung ( $S_2$ ) resultierende Deformation ist (vgl. 3.1.2).  $\beta$  gibt den Winkel zwischen Isothermen und lokaler Streckungsachse wieder. Man sieht, daß Horizontalkonvergenz frontogenetisch wirkt. In Deformationsfeldern hängt die Wirkung von der Lage der Isothermen der Streckungsachse ab.

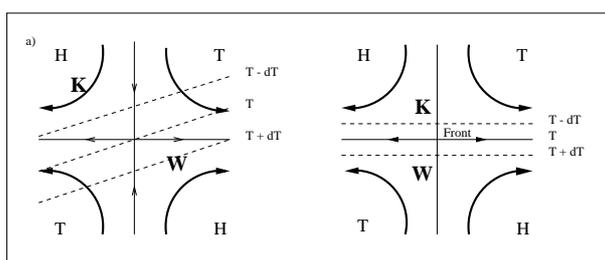


Abbildung 9.9: Frontogenese in einem Viererdruckfeld

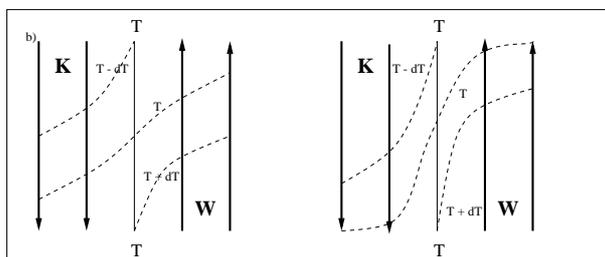


Abbildung 9.10: Frontogenese in einer zyklonalen Scherungszone

Die Abbildungen 9.9 bis 9.12 zeigen schematisch einige Felder, in denen durch Deformation Frontogenese bzw. Frontolyse stattfindet. Das Feld reiner Streckungsdeformation in (a) wirkt frontogenetisch, wenn die Isothermen einen Winkel kleiner als  $45^\circ$  mit der Streckungsachse einschließen. Entlang dieser Achse erfolgt eine zeitliche Konzentration der Isothermen, wobei diese gleichzeitig eine achsenparallele Lage anstreben. Ist der Winkel größer als  $45^\circ$ , wirkt das gleiche Feld zunächst frontolytisch, obwohl durch die Drehung der Isothermen eine spätere Frontogenese möglich ist.

In einem Feld mit Scherungsdeformation kommt es zu den gleichen Effekten, wobei die frontogenetisch wirkende Achse um  $45^\circ$  gegenüber den Koordinatenachsen verdreht ist. Überlagern sich Deformation und zyklonale Rotation mit gleichen Beträgen, entsteht eine zyklonale Scherungszone wie in (b). Voraussetzung für Frontogenese oder Frontolyse ist dann, daß die Isothermen nicht absolut parallel zur zyklonal scherenden Strömung liegen. Im skizzierten Fall ist eine zeitliche Vergrößerung des Temperaturkontrasts zu erwarten, da auf der einen Seite der Scherungslinie immer

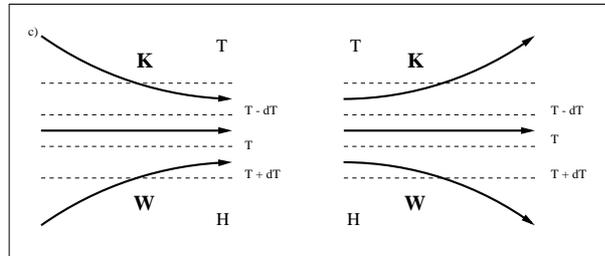


Abbildung 9.11: Konfluenzzone mit frontogenetischer (links) und Diffluenzzone mit frontolytischer Wirkung (rechts)

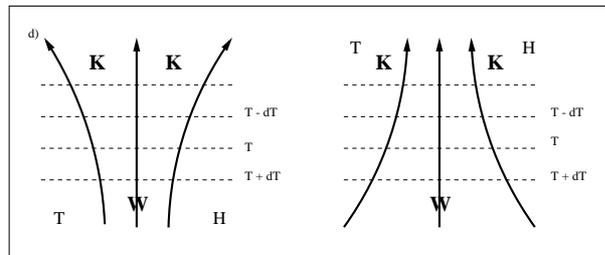


Abbildung 9.12: Konfluenzzone mit frontogenetischer (rechts) und Diffluenzzone mit frontolytischer Wirkung (links)

wärmere Luft, auf der anderen dagegen immer kältere Luft herangeführt wird. Dieser Effekt der Scherung ist besonders an meridional orientierten Kaltfronten zu beobachten und führt dann zu einer stärkeren Ausprägung der Front im Temperaturfeld.

Bei Überlagerung von Deformation und Translation weist das Stromfeld Konfluenz- und Diffluenzzonen auf. In einer Konfluenzzone erfolgt Frontogenese bei strömungsparallelen, Frontolyse bei senkrecht zur Strömung orientierten Isothermen. Für eine Diffluenzzone gelten die entgegengesetzten Aussagen (c,d).

Voraussetzung dafür, daß die beschriebenen Felder auch tatsächlich zu Frontogenese und Frontolyse Anlaß geben können, ist allerdings, daß sie entweder zeitlich stationär sind oder sich zumindest nur langsam verändern. Nur dann nämlich sind die Luftpartikel lange genug den jeweiligen Effekten unterworfen und es kann zu den skizzierten Änderungen im Temperaturfeld kommen.

# Kapitel 10

## Fronten und Frontalzone

In der Analyse der Bodenkarte markiert man die stark barokline Übergangszone zwischen zwei unterschiedlich temperierten Luftmassen durch eine Linie, die als Front bezeichnet wird. Das erscheint berechtigt, wenn man den Maßstab der Karten berücksichtigt und daran denkt, daß gerade am Bodenfeld der Eigenschaftskontrast zwischen den Luftmassen häufig auf engstem Raum konzentriert ist.

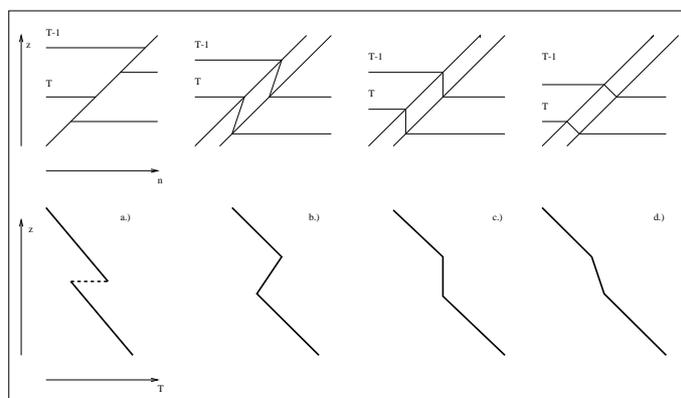


Abbildung 10.1: Vertikale Temperaturverteilung im Bereich von Fronten und Frontalzone

Der Frontlinie in der Bodenkarte entspricht die immaterielle Frontfläche im Raum, an der sich Dichte und Temperatur sprunghaft ändern müssen (siehe Abb. 10.1). Eine solche Vorstellung ist allerdings unrealistisch, da man in der Natur immer mehr oder weniger breite Übergangszone - sogenannte Frontalzone - antrifft. Dennoch soll beim Studium der Gleichgewichtsbedingungen die Fiktion der Front als Grenzfläche zunächst beibehalten werden.

### 10.1 Gleichgewichtsbedingungen an Frontflächen

Man sieht leicht ein, daß eine Frontfläche nur im Gleichgewicht sein kann, wenn sie entsprechend der Skizze zu Abb. 10.2 im Raum geneigt verläuft und dabei die potentiell kältere Luft keilförmig unter der wärmeren Luft liegt. Eine Anordnung mit der potentiell kälteren über der wärmeren Luft wäre statisch instabil. Bei einer senkrecht orientierten Frontfläche wäre andererseits kein Gleichgewicht denkbar, da dann das Druckfeld unstetig sein müßte.

Zur quantitativen Untersuchung der Gleichgewichtslage benutzen wir ein natürliches Koordinatensystem, das senkrecht zur Front orientiert ist. Für irgendeine Eigenschaft, die kontinuierlich im

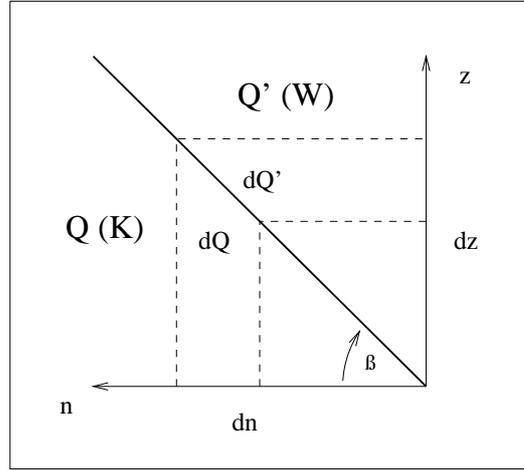


Abbildung 10.2: Frontgleichgewichtslage

Raum verteilt ist und beiderseits der Grenzfläche mit  $Q$  und  $Q'$  bezeichnet werden soll, gilt dann nach Abb. 10.2

$$\delta Q = \frac{\partial Q}{\partial n} \delta n + \frac{\partial Q}{\partial z} \delta z$$

bzw.

$$\delta Q' = \frac{\partial Q'}{\partial n} \delta n + \frac{\partial Q'}{\partial z} \delta z.$$

Wegen der kontinuierlichen Verteilung muß entlang der Frontfläche

$$\delta Q = \delta Q'$$

sein, so daß folgt

$$\left( \frac{\partial Q}{\partial z} - \frac{\partial Q'}{\partial z} \right) \delta z = \left( \frac{\partial Q'}{\partial n} - \frac{\partial Q}{\partial n} \right) \delta n. \quad (10.1)$$

Daraus ergibt sich eine Beziehung für den Neigungswinkel der Frontfläche gegen die Horizontale:

$$\tan \alpha \equiv \frac{\delta z}{\delta n} = - \frac{\frac{\partial Q'}{\partial n} - \frac{\partial Q}{\partial n}}{\frac{\partial Q'}{\partial z} - \frac{\partial Q}{\partial z}}. \quad (10.2)$$

Für  $Q$  bzw.  $Q'$  kann man den Luftdruck einsetzen, der ja quer zur Frontfläche kontinuierlich verteilt sein muß. Unter Benutzung der statischen Grundgleichung 2.11 erhält man dann

$$\tan \alpha = - \frac{\frac{\partial p'}{\partial n} - \frac{\partial p}{\partial n}}{g(\rho - \rho')}. \quad (10.3)$$

Die Druckgradienten senkrecht zur Front können aus der horizontalen Bewegungsgleichung

$$\frac{dV_N}{dt} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} - fV$$

substituiert werden. Dabei ist  $V$  die horizontale Windkomponente parallel zur Frontfläche und  $V_N$  die Komponente senkrecht zu ihr. Für  $\tan \alpha$  ergibt sich nach dieser Umrechnung

$$\tan \alpha = \frac{f(\rho' V' - \rho V) + \left( \rho' \frac{dV'_N}{dt} - \rho \frac{dV_N}{dt} \right)}{g(\rho - \rho')}$$

Nimmt man nun an, daß sich die Strömung im geostrophischen Gleichgewicht befindet, so verschwinden die Beschleunigungen und es resultiert die erstmals von *Margules* abgeleitete Formel:

$$\tan \alpha = \frac{f}{g} \frac{\rho' V_g' - \rho V_g}{\rho - \rho'} \quad (10.4)$$

Die Gleichgewichtsneigung der Frontfläche wird somit zum einen durch die Scherung des geostrophischen Bewegungsimpulses und zum anderen durch den Dichteunterschied zwischen den beiden Luftmassen bestimmt.

Wenn man im Zähler den Dichteunterschied gegenüber dem Windunterschied vernachlässigt und die Neigung gegen die Druckflächen betrachtet, kann man die *Margules*-Formel weiter vereinfachen zu

$$\tan \alpha_{is} = \frac{f \bar{T}}{g} \frac{V_g' - V_g}{T' - T}, \quad (10.5)$$

wobei  $\bar{T}$  die Mitteltemperatur der beiden Luftmassen darstellt. Die Neigung der Frontfläche ist danach dem Unterschied der frontparallelen Windkomponente direkt und dem Temperaturunterschied umgekehrt proportional. Je größer der Windsprung, desto steiler, je größer der Temperatursprung, desto flacher muß die Frontfläche im Gleichgewicht liegen.

Setzt man in die vereinfachte Formel 10.5 die Zahlenwerte  $f = 1 \cdot 10^{-4} \text{sec}^{-1}$ ,  $g = 10 \text{msec}^{-2}$  und  $\bar{T} = 280 \text{K}$  ein, so ergibt sich

$$\tan \alpha_{is} = 0.0028 \frac{\Delta V}{\Delta T}.$$

Mit mittleren Werten für  $\Delta V$  und  $\Delta T$  leitet sich daraus eine mittlere Neigung von 1:150 ab. Sie schwankt zwischen 1:50 (steil) und 1:300 (flach).

Aus den abgeleiteten Beziehungen folgt eine notwendige Bedingung für die Scherung der frontparallelen geostrophischen Windkomponenten. Da einerseits

$$\rho - \rho' > 0$$

ist und andererseits auch  $\tan \alpha > 0$  sein muß, damit die Kaltluft unter der Warmluft liegt, folgt zwingend

$$\rho' V_g' - \rho V_g > 0$$

bzw.

$$V_g' > V_g.$$

Dies bedeutet aber, wie die Skizzen der Abb. 10.3 demonstrieren sollen, daß die frontparallelen geostrophischen Windkomponenten beiderseits der Front immer eine zyklonale Scherung aufweisen müssen. Die Frontlinie stellt somit einen Bereich großer positiver Vorticity dar.

Für die Position der Front im Gleichgewichtsdruckfeld ergibt sich aus dieser Bedingung, daß die Front entweder in einer Tiefdruckrinne liegt (a), daß sich bei gleicher Streichrichtung der Isobaren der Druckgradient an der Front im Sinne einer zyklonalen Scherung ändert (b) oder aber daß die Isobaren an der Front eine trogförmige Ausbuchtung zum hohen Druck hin aufweisen (c,d,e). In der Vertikalen müssen dementsprechend die Druckflächen an der Front nach unten durchgebogen sein.

Bei der Anwendung der Gleichgewichtsbeziehung aufs Bodengebiet muß noch die Wirkung der Reibung berücksichtigt werden. Wegen der daraus resultierenden Ablenkung der Winde zum tiefen Druck ergibt sich zusätzlich zur zyklonalen Scherung eine horizontale Konvergenz entlang der Frontlinie (Abb. 10.4).

Aus der *Margules*-Formel kann man entnehmen, daß eine Temperaturdiskontinuität ohne Windsprung eine horizontale Gleichgewichtslage einnehmen muß. Das gilt z.B. für Inversionen, die durch Austausch oder Strahlung entstehen. Andererseits muß eine zyklonale Scherungslinie ohne Temperatursprung senkrecht orientiert sein. Diese Aussage läßt sich auf den unteren Teil von Fronten

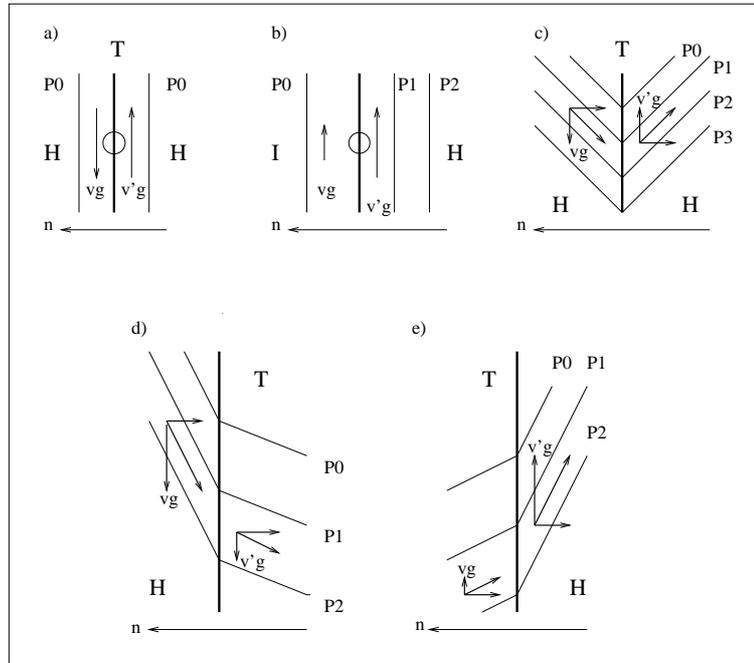


Abbildung 10.3: Horizontale Druckverteilung im Bereich einer Front

anwenden, die nur in der Höhe einen Temperaturkontrast aufweisen und deshalb als Höhenfronten bezeichnet werden (vgl. 10.4).

## 10.2 Gleichgewichtsbedingungen an Frontalزونen

In der freien Atmosphäre findet man immer mehr oder weniger breite Übergangszonen zwischen den beteiligten Luftmassen, die als Frontalزونen bezeichnet werden. Ihr Verlauf in der Horizontalen ist durch den Bereich der größten horizontalen Temperaturgradienten gegeben. Dabei kann man analog Abbildung 10.5 unterscheiden zwischen Frontalزونen mit parallel laufenden Isothermen und Frontalزونen, die von den Isothermen unter einem gewissen, meist geringem Winkel geschnitten werden. Der Unterschied ist insofern wichtig, da an ersteren die frontalzonensenkrechte Komponente des geostrophischen Windes mit der Höhe konstant bleibt, während sie beim zweiten Fall variiert.

In einer vertikalen Sondierung zeigen sich Frontalزونen, wie in der Abb. 10.1 dargestellt, entweder als Inversion, Isothermie oder als Schicht mit abgeschwächter vertikaler Temperaturabnahme.

Wie lauten nun die Gleichgewichtsbedingungen für eine derartige Frontalzone? Bei Ihrer Ableitung ist zu beachten, daß neben dem Druckfeld auch das Temperaturfeld eine kontinuierliche Verteilung quer zur Frontalzone aufweist. Da auch der Druckgradient sich kontinuierlich ändert, ergibt sich kein Windsprung wie an der Frontfläche. Eine Diskontinuität zeigen dagegen Temperaturgradient und horizontale bzw. vertikale Windscherung.

Setzt man in der Formel 10.2 für  $Q$  und  $Q'$  den geostrophischen Wind parallel zur Frontalzone ( $V_g, V'_g$ ) ein, so erhält man nach Benutzung der thermischen Windgleichung (mit  $T_v$  als virtueller Temperatur)

$$\frac{\partial \vec{v}_g}{\partial z} = -\frac{g}{fT_v} \Delta_p T_v \times \vec{k} \quad (10.6)$$

die folgende Beziehung für die Gleichgewichtsneigung der Frontalzone gegen die Druckflächen

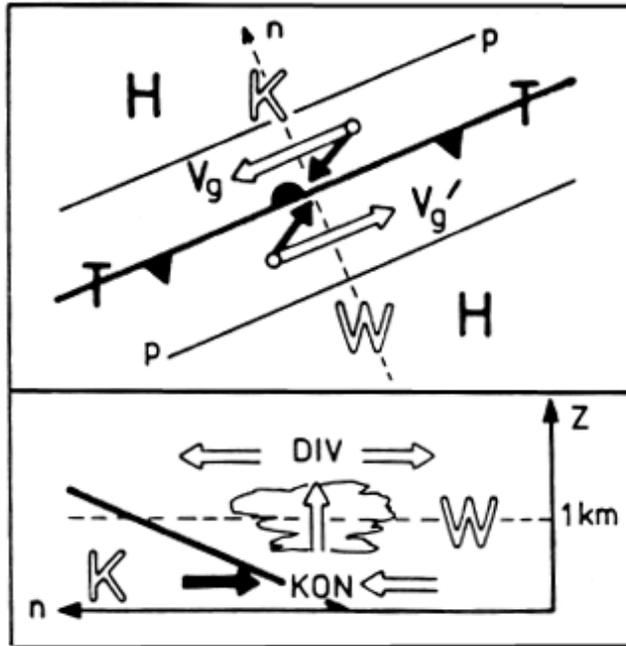


Abbildung 10.4: Reibungskonvergenz an einer Bodenfront

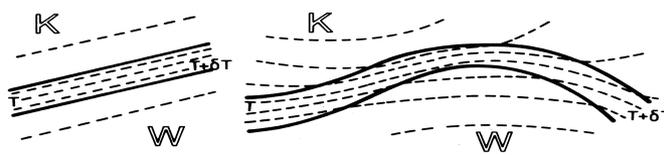


Abbildung 10.5: Isothermenverlauf und Frontalzone

$$\tan \alpha_{is} = \frac{fT}{g} \frac{\frac{\partial V_g'}{\partial n} - \frac{\partial V_g}{\partial n}}{\frac{\partial T'}{\partial n} - \frac{\partial T}{\partial n}} \quad (10.7)$$

Dabei beziehen sich  $V_g$  und  $T$  sowie  $V_g'$  und  $T'$  auf eine der beiden Luftmassen und auf die Frontalzonenschicht.

Wenn man für  $Q$  und  $Q'$  die Temperatur einsetzt, findet man alternativ zur obigen Gleichung

$$\tan \alpha_{is} = \frac{fT}{g} \frac{\frac{\partial V_g'}{\partial z} - \frac{\partial V_g}{\partial z}}{\frac{\partial T'}{\partial z} - \frac{\partial T}{\partial z}} \quad (10.8)$$

Das Gleichgewicht an der thermischen Frontalzone beinhaltet also sowohl eine Beziehung zwischen isobarer Windscherung und isobarem Temperaturgefälle als auch eine Beziehung zwischen vertikaler Windänderung und Stabilität der thermischen Schichtung.

Aus der ersten Gleichung ergibt sich, daß innerhalb der Frontalzone die stärkste zyklonale bzw. die schwächste antizyklonale Scherung herrschen muß - relativ zu den Verhältnissen in den beiden Luftmassen. Wie die Beobachtungen zeigen, ist dabei die zyklonale Scherung quer zur Frontalzone die Regel, die antizyklonale Scherung die seltene Ausnahme. In jedem Fall bildet die Frontalzone

den Bereich mit der größten absoluten Vorticity.

Die zweite Gleichung liefert die Aussage, daß innerhalb der Frontalzone die vertikale Windscherung größer sein muß als außerhalb. Diese Beziehung kann benutzt werden, um in einer Temperatursondierung die Frontalzone von anderen, horizontal liegenden stabilen Schichten zu unterscheiden. Nur wenn eine stabile Schicht (Inversion, Isothermie usw.) gleichzeitig eine starke vertikale Windscherung aufweist, handelt es sich um eine Frontalzone, die gegen die Druckflächen geneigt ist.

### 10.3 Die Struktur der Polarfront

In Abb. 10.6 ist ein Modell der Polarfront wiedergegeben, das auf Studien von *Berggren* zurückgeht und synoptische Bedingungen repräsentiert, bei denen die Polarfront in der gesamten Troposphäre sowie in der unteren Stratosphäre gut ausgeprägt ist. Sie durchschneidet als etwa 1 km mächtige, isotherme Schicht die gesamte Troposphäre, findet Anschluß an die polare und die subtropische Tropopause und setzt sich mit entgegengesetzter Neigung bis in die untere Stratosphäre hinein fort. Die Frontalzone, die in der Troposphäre eine mittlere Neigung von 1:100 aufweist, trennt warme troposphärische und kalte stratosphärische Luft zur Rechten von kalter troposphärischer und warmer stratosphärischer Luft zur Linken. Dort, wo im Niveau des Maximalwindes der isobare Temperaturgradient verschwindet, steht die Front senkrecht. In diesem Niveau ist die Frontalzone durch den Bereich der stärksten zyklonalen Windscherung definiert.

Ein Vertikalschnitt durch die Frontalzone über den Britischen Inseln (Abb. 10.7) zeigt weitgehende Ähnlichkeit mit dem Modellbild in Abb. 10.6. Allerdings erscheint die Frontalzone in drei Äste aufgespalten, die als 0.5 - 1 km mächtige, isotherme Schichten mit einer mittleren Neigung von etwa 1:130 die Troposphäre durchziehen. Sie finden in der unteren Troposphäre Anschluß an eine Inversion und münden in der oberen Troposphäre in die tiefliegende polare Tropopause ein. Der bodennahe Teil der Front steht sehr steil (Neigung etwa 1:50), was auf Reibungseffekte zurückgeführt werden kann.

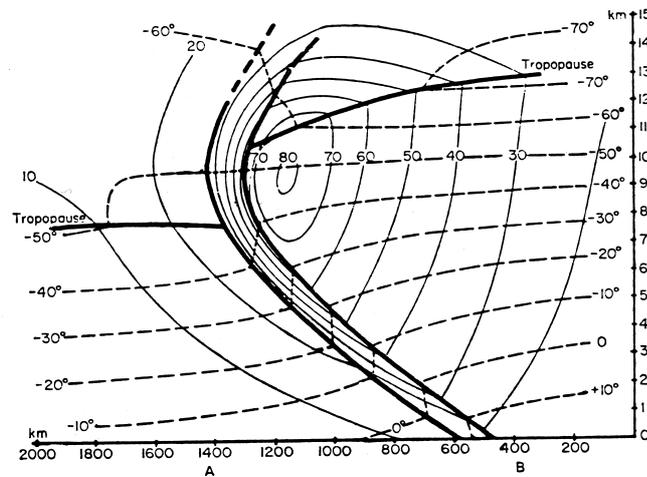


Abbildung 10.6: Modell der Polarfront (Isothermen strichliert, Isotachen ( $msec^{-1}$ ) ausgezogen (nach *Berggren*)

An den Begrenzungen der Frontalzone sowie an den Tropopausen ergeben sich Diskontinuitäten des Temperaturgradienten sowie der horizontalen und vertikalen Windscherung. Dabei verlaufen die Isotachen innerhalb der Frontalzone besonders stark gebündelt, so daß quer zur Frontalzone eine starke zyklonale und vertikale Windscherung resultiert. Innerhalb der troposphärischen Kaltluft findet man eine schwache zyklonale, innerhalb der Warmluft dagegen fast überall eine deutliche antizyklonale Scherung der frontparallelen Windkomponente. Diese antizyklonale Scherung erreicht

im Maximalwindniveau nicht selten den Grenzwert zur dynamischen Labilität.

Ein wesentliches Charakteristikum der Polarfront ist der Tropopausenbruch zwischen tiefer polarer und höherer subtropischer Tropopause. An dieser Bruchstelle ergibt sich die Möglichkeit, daß Luftteilchen aus der unteren Stratosphäre in die Troposphäre gelangen und umgekehrt. Wegen der starken Windabnahme in die Stratosphäre hinein steigt die subtropische Tropopause nach rechts an, während die polare Tropopause zur Front hin absinkt. Das ist in Einzelfällen deutlich stärker ausgeprägt als in dem Schemabild 10.8.

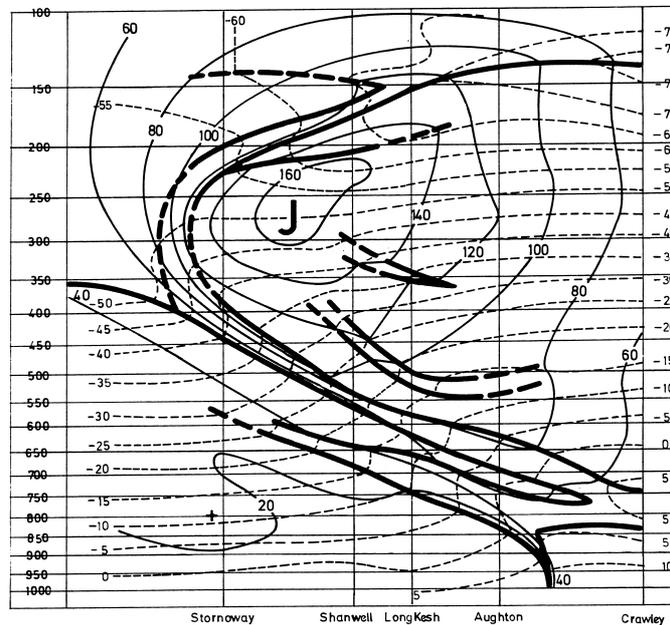


Abbildung 10.7: Vertikalschnitt durch die Frontalzone vom 4. November 1969, 00 UTC über den Britischen Inseln (Isothermen strichliert, Isotachen [kn] ausgezogen)

Typisch für die Polarfront ist, daß nicht nur die Frontalzone eine starke Baroklinität aufweist, sondern auch die Luftmassen beiderseits von ihr ausgeprägt baroklin geschichtet sind, während in größerer Entfernung von der Front die isobaren Temperaturunterschiede geringer werden. *Godson* unterscheidet dementsprechend die gut definierte Front als *hyperbarokline Zone* von der breiten baroklinen Frontalzone, die keine scharfen Begrenzungen aufweist. *Oredson*, der 160 winterliche Frontalzonen untersuchte, fand, daß die barokline Zone in 500 hPa eine mittlere Breite von 800 km aufweist, während die eigentliche Front im Mittel nur 120 km breit ist. In dieser schmalen Frontalzone sind allerdings mehr als 50 % der Baroklinität konzentriert und der horizontale Temperaturgradient liegt bei Werten von  $7K/100km$ .

Wegen der Baroklinität der Warmluft nimmt der Wind auch oberhalb der Frontalzone weiter zu. Im obersten Teil der Warmluft kehrt sich allerdings das Vorzeichen des Temperaturgradienten bereits um, so daß der stärkste Wind - der *Polarfront Jetstream* - im Mittel etwa 1 km unterhalb der subtropischen Tropopause beobachtet wird. In der Vertikalen betrachtet, befindet sich die Jetachse normalerweise senkrecht über der Frontalzone in 500 hPa. Unter Benutzung dieser Korrelation kann man also bereits aus dem Isothermenfeld in 500 hPa auf den mutmaßlichen Verlauf des Jetstream schließen.

Ein Beispiel für eine gut ausgeprägte Polarfront ist in den Analysen der Abb. 10.9 (Wetterlage vom 4. November 1969, 00 UTC) dargestellt.

## 10.4 Klassifikation der Bodenfronten: Frontverlagerung

Bei den vorstehend besprochenen Gleichgewichtsbedingungen trat die frontparallele Windkomponente als bestimmender Faktor in Erscheinung. Wehen die Winde tatsächlich streng frontparallel, bleibt die Front oder Frontalzone ortsfest. Treten dagegen frontsenkrechte Bewegungskomponenten auf, so verlagert sich die Front. Je nach Verlagerungsrichtung unterscheidet man dabei Warmfronten, die vom warmen zum kalten Gebiet wandern, und Kaltfronten, die vom kalten zum warmen Gebiet vordringen. Während der Zyklonenentwicklung bilden sich außerdem Okklusionsfronten, wenn die Kaltfront eines Frontensystems die vorlaufende Warmfront einholt. Sind die Temperaturkontraste an den Fronten nur in der Höhe erkennbar, so spricht man von Höhenfronten. Die symbolmäßige Kennzeichnung all dieser Frontenarten sowie von Konvergenz- und Instabilitätslinien wird als bekannt vorausgesetzt.

Die Verbindung von Frontverlagerung und frontsenkrechter Windkomponente ergibt sich aus der sogenannten kinematischen Grenzbedingung. Da die Front als undurchdringliche Grenzfläche angesehen wird, muß jede Bewegung, die die Front kreuzen würde, in eine Gleitbewegung entlang der geneigten Frontfläche umgewandelt werden. Das bedeutet, daß die frontsenkrechten Windkomponenten und die Vertikalbewegungen beiderseits der Front der Bedingung

$$\tan \alpha = \frac{w}{V_N - c_F} = \frac{w'}{V'_N - c_F} \quad (10.9)$$

genügen müssen (siehe Abb. 10.10). Hierbei bedeutet  $c_F$  die Frontgeschwindigkeit. Da andererseits in Bodennähe die Bewegung horizontal verlaufen muß, wird mit  $w = w' = 0$

$$c_F = V_N = V'_N,$$

d.h. die Front verlagert sich mit der frontsenkrechten Komponente des Bodenwindes.

Um in der Praxis mit dieser Beziehung arbeiten zu können, bestimmt man häufig die frontsenkrechte Komponente des geostrophischen Bodenwindes. Sie ist entsprechend Abb. 10.11 aus der Streichrichtung der Isobaren und ihrem Abstand an der Front leicht zu ermitteln.

Da sich die Fronten in den allermeisten Fällen in Richtung dieser geostrophischen Windkomponente verlagern, wird sie auch zur Festlegung der Frontenart benutzt. Der Übergang von Warm- zu Kaltfront und umgekehrt ist danach beim höchsten bzw. tiefsten Druck entlang eines Frontenzuges zu markieren. Was die Frontgeschwindigkeit angeht, so müssen allerdings die Unterschiede zum wahren Bodenwind berücksichtigt werden. Für Kaltfronten kann man 80 - 100% der geostrophischen Verlagerungsgeschwindigkeit als realistisch ansetzen, wobei in Einzelfällen der geostrophische Wert auch deutlich übertroffen wird. Warmfronten verlagern sich dagegen häufig nur mit 50 - 70 % der geostrophischen Geschwindigkeit.

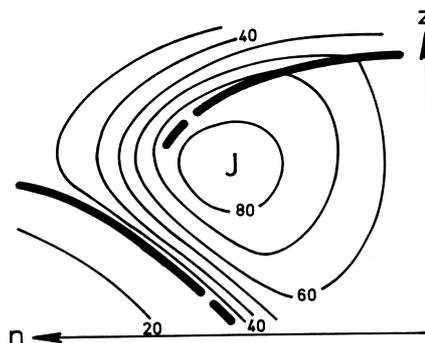


Abbildung 10.8: Lage der polaren und subtropischen Tropopause im Bereich des Polarfront-Jetstreams

In Abb. 10.12 ist zum Verständnis der Definition der frontsenkrechten bzw. frontparallelen Komponenten ergänzend die Darstellung des geostraphischen Windes

$$\vec{v}_g = \frac{1}{\rho f} \vec{k} \times \nabla_h p \quad (10.10)$$

als Gleichgewicht zwischen der horizontalen Corioliskraft  $\vec{C}_h = -f\vec{k} \times \vec{v}$  und der Druckgradientkraft  $\vec{G}_h = -\frac{1}{\rho} \nabla p$  erläutert.

oder im natürlichen Koordinatensystem

$$\vec{v}_g = \frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial n} \quad (10.11)$$

Dieser geostrophische Wind ist beschleunigungsfrei und geradlinig. Ein Massenfluß quer zu den Isobaren ist nicht möglich.

## 10.5 Erscheinungsform der Fronten

Nach *Palmen* und *Newton* unterscheidet man entsprechend dem Schema der allgemeinen Zirkulation in Abb. 10.13 drei Hauptluftmassen: Polarluft (PA), Tropikluft (TA) und eine mittlere, in ihren Eigenschaften stark variierende Luftmasse, die als gemäßigte Luft bezeichnet wird und charakteristisch für die Westwindzone der mittleren Breiten ist (MLA Middle latitude air). Diese drei Luftmassen sind nur schwach baroklin oder gar barotrop und werden getrennt durch die stark baroklinen Zonen der Polarfront (zwischen Polarluft und gemäßigter Luft) und der Subtropikfront (zwischen gemäßigter Luft und Tropikluft). In der mittleren Troposphäre (500 hPa) schwankt die mittlere Position der Polarfront jahreszeitlich bedingt zwischen 40° N und 70° N, die der Subtropikfront zwischen 30° N und 45° N.

Der Kontrast zwischen TA und MLA ist allerdings zumeist nur in der oberen Troposphäre fronthaft konzentriert, dort, wo innerhalb der Hadley - Zirkulation die nordwärts vordringende Tropikluft mit der MLA konvergiert. In der unteren Troposphäre dagegen kann sich wegen der vorherrschenden Horizontaldivergenz des Stromfeldes zumeist keine deutliche Luftmassengrenze ausbilden.

Im Gegensatz dazu reicht die barokline Zone der Polarfront normalerweise bis zum Boden herab bzw. ist gerade in der unteren Troposphäre besonders stark ausgeprägt, und der Kontrast zwischen PA und MLA zeigt sich nicht selten in außerordentlicher Schärfe in Gestalt linienhaft orientierter Bodenfronten. Dies gilt insbesondere für das Gebiet der Zyklonen, wo durch Horizontalkonvergenz die fronthaften Gegensätze aufrechterhalten werden, während es im Bereich der Hochdruckgebiete durch Divergenz regelmäßig zu einer Abschwächung und Auflösung der Bodenfronten kommt.

Gemäß der Definition der Fronten als Grenz- oder Übergangszonen zwischen unterschiedlich temperierten Luftmassen müßte man erwarten, daß die Polarfront zwischen MLA und PA als geschlossene barokline Zone die gesamte Nordhemisphäre umspannt (siehe Abbildungen 10.14, 10.15 und 10.16). In Wirklichkeit ist aber die Verteilung der Baroklinität großen räumlichen und zeitlichen Schwankungen unterworfen. Nicht selten sind die Unterschiede zwischen den beiden oben angesprochenen Luftmassen über ein Gebiet von beispielsweise 1000 km Breite mehr oder weniger gleichmäßig verteilt, so daß es kaum gerechtfertigt ist, von einer echten Frontalzone, geschweige denn einer Frontlinie zu sprechen (siehe Abb. 10.17). In anderen Bereichen bzw. zu anderen Terminen findet man dagegen die Baroklinität entweder am Boden oder in der Höhe oder gar durchgehend fronthaft konzentriert.

Gut definierte Bodenfronten mit deutlichem zyklonalen Windsprung zeigen zumeist eine gesteigerte Wetteraktivität in Form von ausgedehnten, u.U. hochreichenden Wolkenfeldern und Niederschlägen. Das zeigt an, daß im Bereich dieser Fronten kräftige aufwärtsgerichtete Vertikalbewegungen herrschen müssen. Daraus folgt aber auch sofort, daß dann die eingangs beschriebenen geostrophischen Gleichgewichtsbedingungen nicht mehr völlig erfüllt sein werden.

Wetterwirksamkeit und Wolkenverteilung an Fronten und Frontalzonen werden weitestgehend durch die meso- und großskalig wirksamen Vertikalbewegungen bestimmt. Sie sind eine Folge von Störungen des geostrophischen Gleichgewichts durch vertikal unterschiedliche Vorticitytransporte

sowie horizontal unterschiedliche Temperaturadvektion.

Wegen des vertikalen Aufbaus der Fronten ist für ihre Wetterwirksamkeit besonders wichtig, welcher Vertikalbewegung die Warmluft unterworfen ist. Wird die Warmluft gehoben, können sich vertikal hochreichende Wolkenmassive und entsprechende Niederschlagsgebiete entwickeln, während beim Absinken der wärmeren Luft die Wetteraktivität gering sein wird. Man kann diesen Unterschied zu einer generellen Klassifizierung der Fronten benutzen, die *Bergeron* vorgeschlagen hat.

Geht man von einer vereinfachten Vorstellung einer immateriellen Frontfläche aus, so kann man aus der schon hergeleiteten allgemeinen Formel 10.1

$$\tan \alpha = \frac{f(\rho'V' - \rho V) + \left( \rho' \frac{dV'_N}{dt} - \rho \frac{dV_N}{dt} \right)}{g(\rho - \rho')}$$

eine Beziehung für die frontsenkrechte Beschleunigung gewinnen:

$$\rho' \frac{dV'_N}{dt} - \rho \frac{dV_N}{dt} = g(\rho - \rho') \left[ \tan \alpha - \frac{f}{g} \frac{\rho'V' - \rho V}{\rho - \rho'} \right]. \quad (10.12)$$

Der zweite Term in der eckigen Klammer beschreibt nach Gleichung 10.4 den stationären Gleichgewichtszustand für die jeweilige Wind- und Dichteverteilung und kann dementsprechend durch  $(\tan \alpha)_G$  ersetzt werden. Man erhält somit

$$\rho' \frac{dV'_N}{dt} - \rho \frac{dV_N}{dt} = g(\rho - \rho') [\tan \alpha - (\tan \alpha)_G]. \quad (10.13)$$

Wenn man links den Dichteunterschied vernachlässigt, folgt aus der Beziehung, daß es zu unterschiedlichen Beschleunigungen beiderseits der Front kommt, wenn die Frontneigung von der Gleichgewichtsnähe abweicht.

Steht die Front steiler als die Gleichgewichtsbeziehung vorschreibt, so muß die Beschleunigung in der Warmluft die in der Kaltluft übertreffen und  $V'_N$  wird größer als  $V_N$ . Wegen der kinematischen Grenzbedingung 10.9 muß dann aber auch  $w'$  größer als  $w$  werden, was bedeutet, daß die Warmluft relativ zur Kaltluft gehoben wird. Liegt umgekehrt die Frontfläche flacher als im Gleichgewicht, so müssen  $V'_N$  und  $W'$  kleiner werden als  $V_N$  und  $w$ . Das bedeutet, daß an einer solchen Front die Warmluft relativ zur Kaltluft absinkt.

*Bergeron* hat für Fronten, an denen die Warmluft relativ zur Kaltluft *aufgleitet*, die Bezeichnung Anafront und für Fronten, an denen die Warmluft relativ zur Kaltluft *abgleitet*, die Bezeichnung Katafront vorgeschlagen. Diese Namen sollen im folgenden zur Charakterisierung der Fronten benutzt werden.

In Abb. 10.18 sind stationäre Fronten, Warmfronten und Kaltfronten jeweils mit Ana- und Katafrontcharakter schematisch dargestellt. Dabei wurden der Einfachheit halber entgegengerichtete Bewegungen in den beiden Luftmassen angenommen, was nicht zwingend notwendig ist. An einer Anafront kann natürlich auch die Kaltluft gehoben oder die Warmluft gesenkt werden - allerdings dann mit einer geringeren Geschwindigkeit als in der jeweils anderen Luftmasse.

Wenn man die frontsenkrechten Komponenten in den beiden übereinanderliegenden Luftmassen vergleicht und in Relation zur Frontverlagerung setzt, so ergibt sich, daß bei Ana-Warmfronten und Kata-Kaltfronten die frontsenkrechte Windkomponente mit der Höhe zunimmt, während sie bei Kata-Warmfronten und Ana-Kaltfronten mit der Höhe abnimmt.

Man kann diese Beziehung benutzen, um in der Praxis die Größe der Vertikalgeschwindigkeit an Fronten abzuschätzen. Man benötigt dazu eine Windsondierung in Frontnähe - vor einer Bodenwarmfront bzw. hinter einer Bodenkaltfront. Da die Streichrichtung der Front durch den Isothermenverlauf an den einzelnen Niveaus vorgegeben ist, läßt sich in einem Polardiagramm leicht die Verteilung der frontsenkrechten Windkomponente ermitteln. Kennt man die Verlagerungsgeschwindigkeit der Front und ihre Neigung, so ergibt sich die Vertikalgeschwindigkeit in der Warmluft aus

$$w' = (V'_N - c_F) = \tan \alpha. \quad (10.14)$$

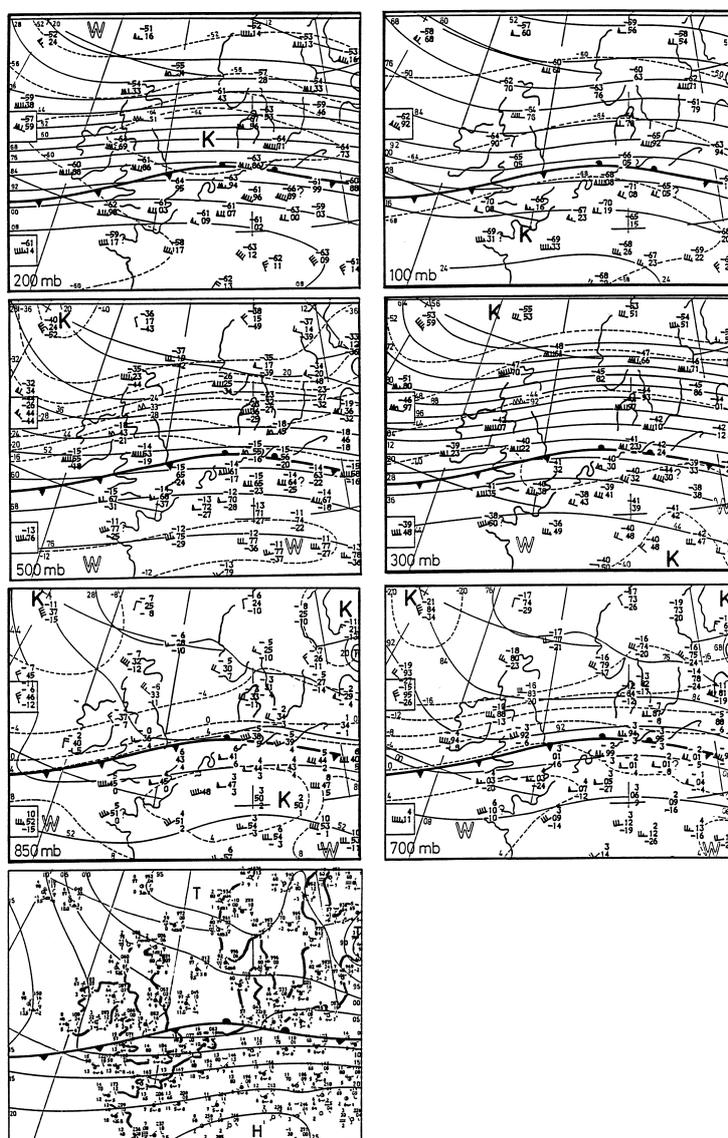


Abbildung 10.9: Wetterlage vom 4. November 1969, 00 UTC. Links unten: Bodenkarte mit Fronten und Isobaren. Oben: Isohypsen des Potentials (ausgezogen in gpdm) und Isothermen (strichliert in ° C) in 850, 700, 500, 300, 200 und 100 hPa

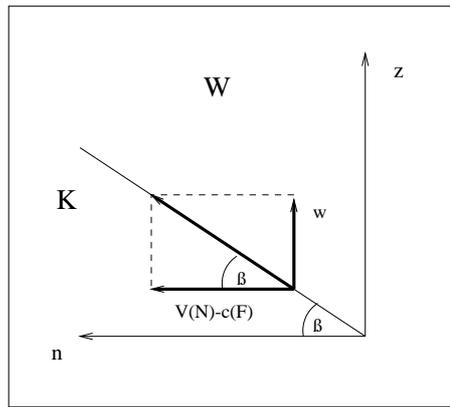


Abbildung 10.10: Kinematische Grenzbedingung

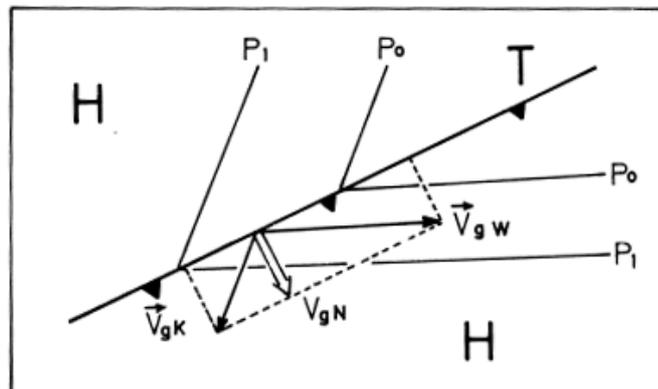
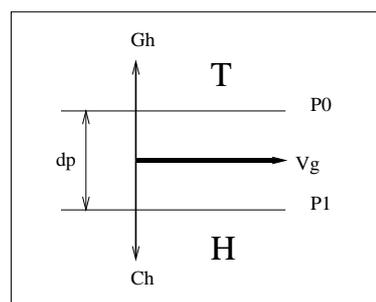


Abbildung 10.11: Frontsenkrechte geostrophische Windkomponente

Abbildung 10.12: Darstellung des geostrophischen Gleichgewichtes zwischen der horizontalen Corioliskraft  $\vec{C}_h$  und der Druckgradient  $\vec{G}_h$  (nördliche Halbkugel)

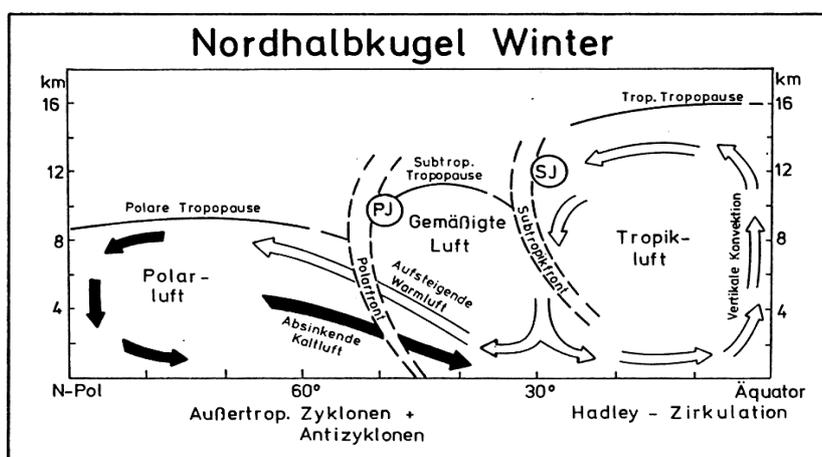


Abbildung 10.13: Verteilung von Luftmassen, Fronten und Jetstreams auf der Nordhalbkugel im Winter (nach *Palmen und Newton*)

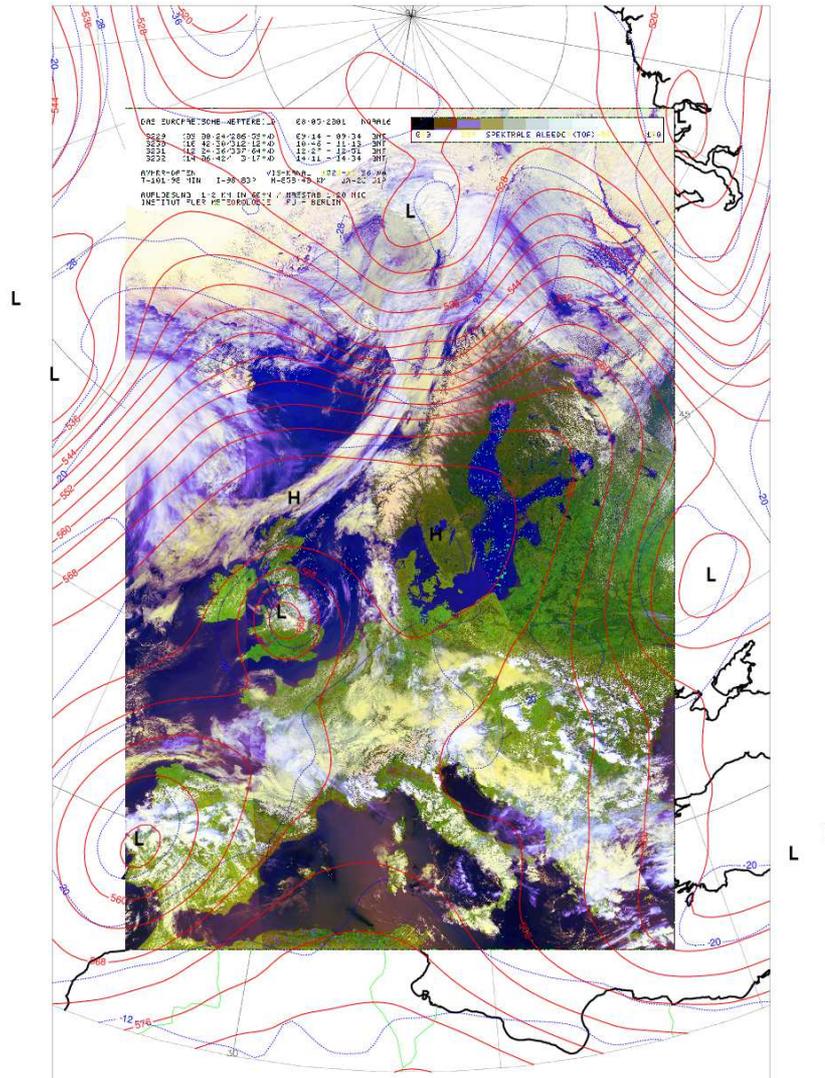


Abbildung 10.14: 9. Mai 2001, PM, AVHRR / NOAA-16 (CH 1,2,4, 12 UTC) und 500 hPa Analyse von 00 UTC

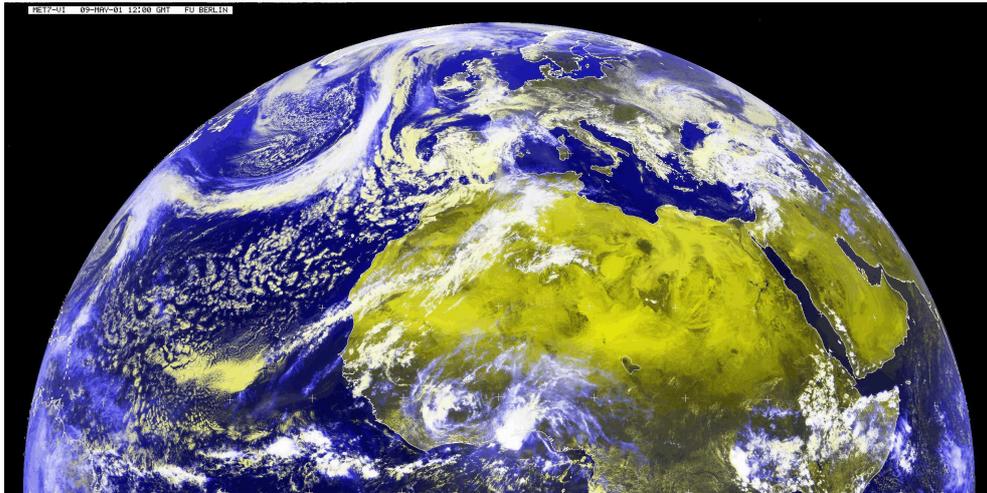


Abbildung 10.15: Meteosat-7 (VIS, IR) Nordhemisphäre, 9. Mai 2001, 12 UTC

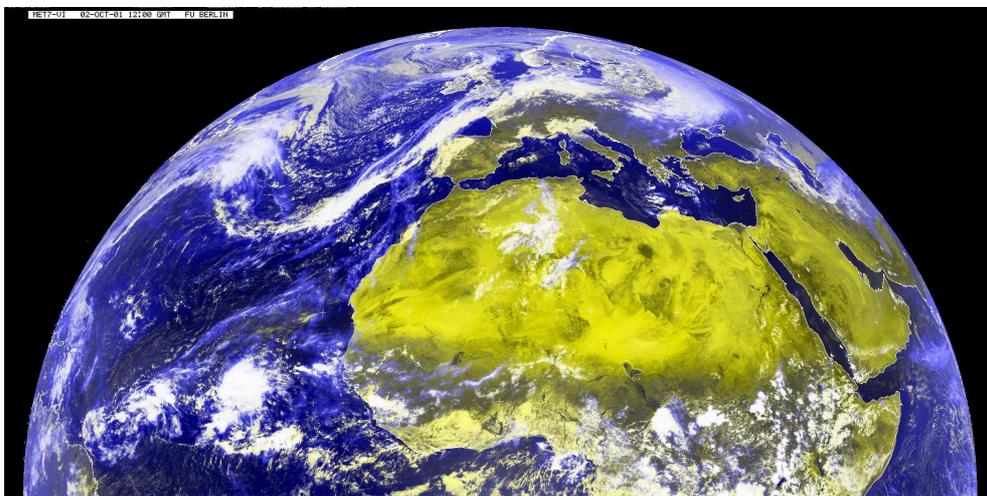


Abbildung 10.16: Meteosat-7 (VIS, IR) Nordhemisphäre, 2. Oktober 2001, 12 UTC

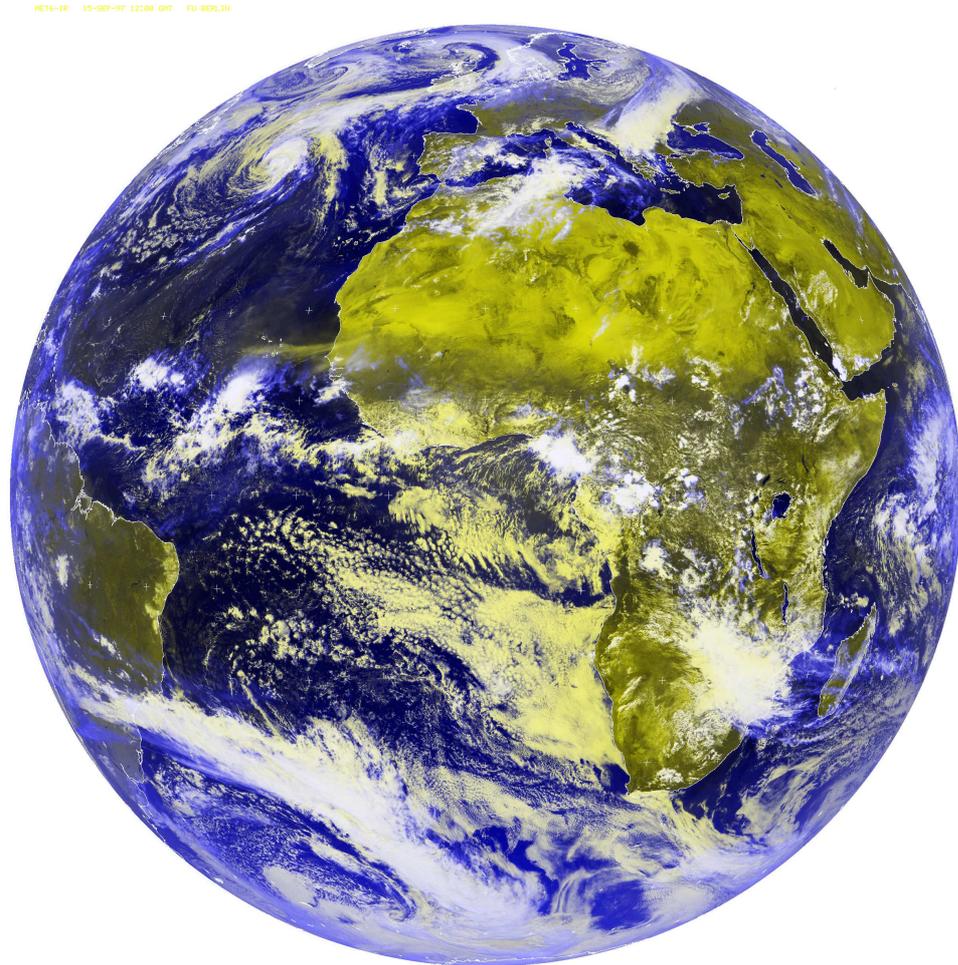


Abbildung 10.17: Meteosat-6 (VIS, IR) Globus, 15. September 1997, 12 UTC

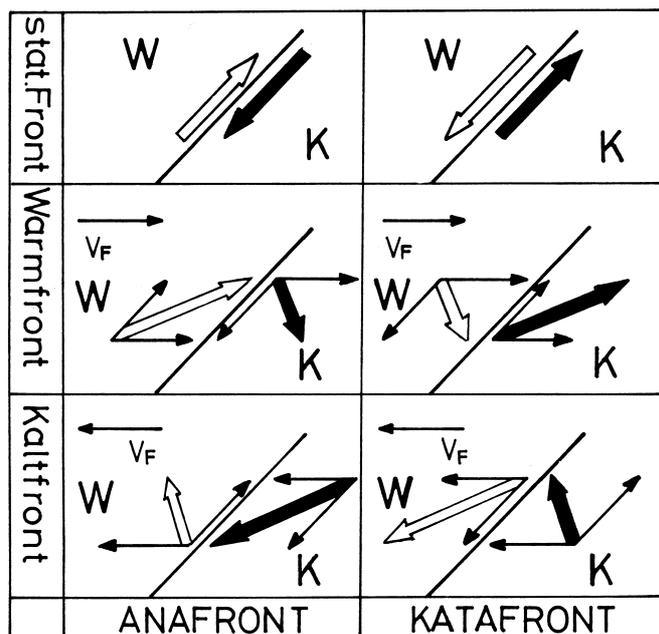


Abbildung 10.18: Verteilung von frontsenkrechter und vertikaler Windkomponente im Bereich von Ana- und Katafronten



# Kapitel 11

## Bestimmung des Niederschlages aus aerologischen Vertikalsondierungen über Divergenz und Wasserdampfbilanz

Niederschlag entsteht, indem ein Luftquantum sich ausdehnt und dabei abkühlt. Nach Erreichen der Sättigung kondensiert der vorhandene Wasserdampf an Kondensationskernen und die Wassertropfchen nehmen an Größe und Gewicht zu (auch durch Koagulation).

In der freien Atmosphäre geschieht dies dadurch, daß ein solches Luftquant gehoben wird, demzufolge unter geringeren Luftdruck gerät und expandiert. Diese Volumenausdehnung (wie auch die vertikale Hebung) führt zur Abkühlung des Luftteilchen und nach Erreichen der Sättigung zur Kondensation und zum anschließenden Ausfall des Kondensats als flüssigem (bzw. festem) Niederschlag.

In den Abbildungen 11.1 und 11.2 führen wir uns nochmal vor Augen, daß der (Polarfront-) Jetstream am Oberrand der Troposphäre mit der ihm eigenen Verteilung der Vergenzen (Divergenz und Vorticity) das Steuerungszentrum für die Dynamik der Atmosphäre darstellt. Seine tägliche Variabilität in Raum und Zeit ist beachtlich. Eine gewisse Stationarität erreicht er nur dann, wenn im Zuge einer Zyklogenese der beschriebene Mechanismus der *ageostrophischen Komponenten* zum Tragen kommt (siehe Jetpositionen vom 24. Mai 2003 00 UTC bis 25. Mai 2003 12 UTC).

Die Divergenz des horizontal geostrophischen (oder besser nicht geostrophischen) Windes führt nach der Drucktendenzgleichung zu Bodendruckfall und horizontalem, bodennahem Einströmen von Luftquanten. Die Beträge der horizontalen und nicht geostrophischen Divergenz liegen (im Falle von Zyklogenese) bei  $4-6 \times 10^{-5} \text{sec}^{-1}$  in 300 hPa, nahe der Erdoberfläche erreichen sie Werte von  $1-2 \times 10^{-5} \text{sec}^{-1}$  (siehe Abb. 7.1 - 7.8). Die Divergenz setzt also zuerst in 300 hPa ein.

Die Geschwindigkeitsanalysen (als Vertikalschnitt bzw. Profile) durch den 5D Datenraum EM in den Abbildungen 11.3 und 11.4 zeigen anschaulich den vertikalen und abwärtsgerichteten kinetischen *Zugriff* des Jets durch die gesamte Atmosphäre bis zum Erdboden. Sie bestätigen die Definition, daß beim Polarfrontjet die barokline Zone durch die ganze Troposphäre bis in Bodennähe reicht (siehe Seite 35).

Nach der Vorticitygleichung (6.22) führt Konvergenz (in diesem Falle bodennahe Konvergenz) zur Bildung von (zyklonaler) Vorticity. Die Luftteilchen erfahren also beim Einströmen und Aufsteigen eine zyklonale Drehung, die mit zunehmender Höhe (ab dem divergenzfreien Niveau) sich in antizyklonale Vorticity wandelt und im Niveau maximaler Divergenz (300 hPa oder Tropopause) antizyklonal aus der vertikalen Luftsäule ausströmt (Cirusschirm).

Der Flüssigwassergehalt  $P_i$  einer Luftsäule oder der verfügbare Wasserdampf einer Einheitssäule, auch *precipitable water* genannt [33, *Wiesner*, 1970], kann mit den aus Radiosondenmessungen ge-

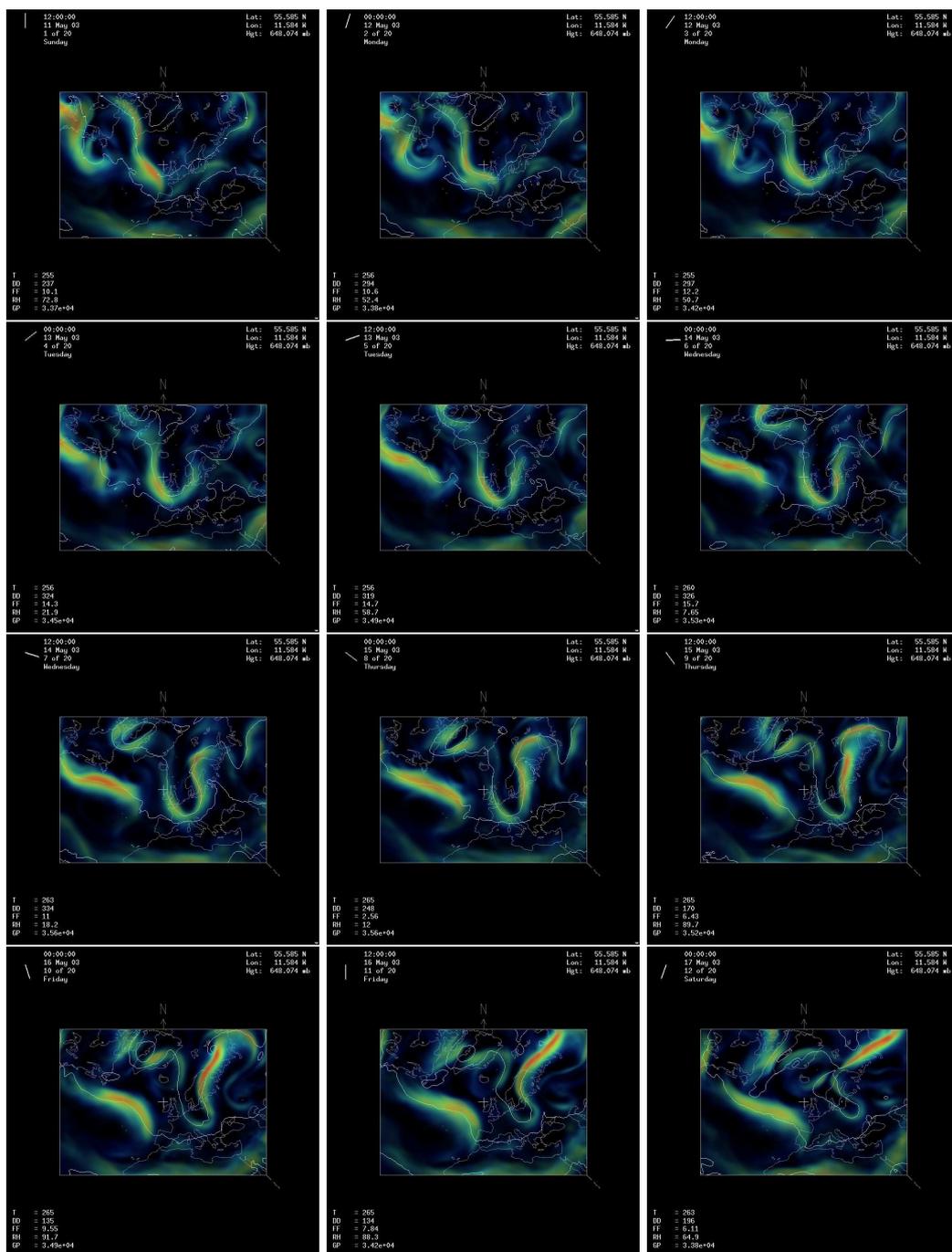


Abbildung 11.1: Polarfront Jets vom 11. Mai 2003 (12 UTC) bis 17. Mai 2003 (00 UTC) zu den Terminen 00 UTC und 12 UTC

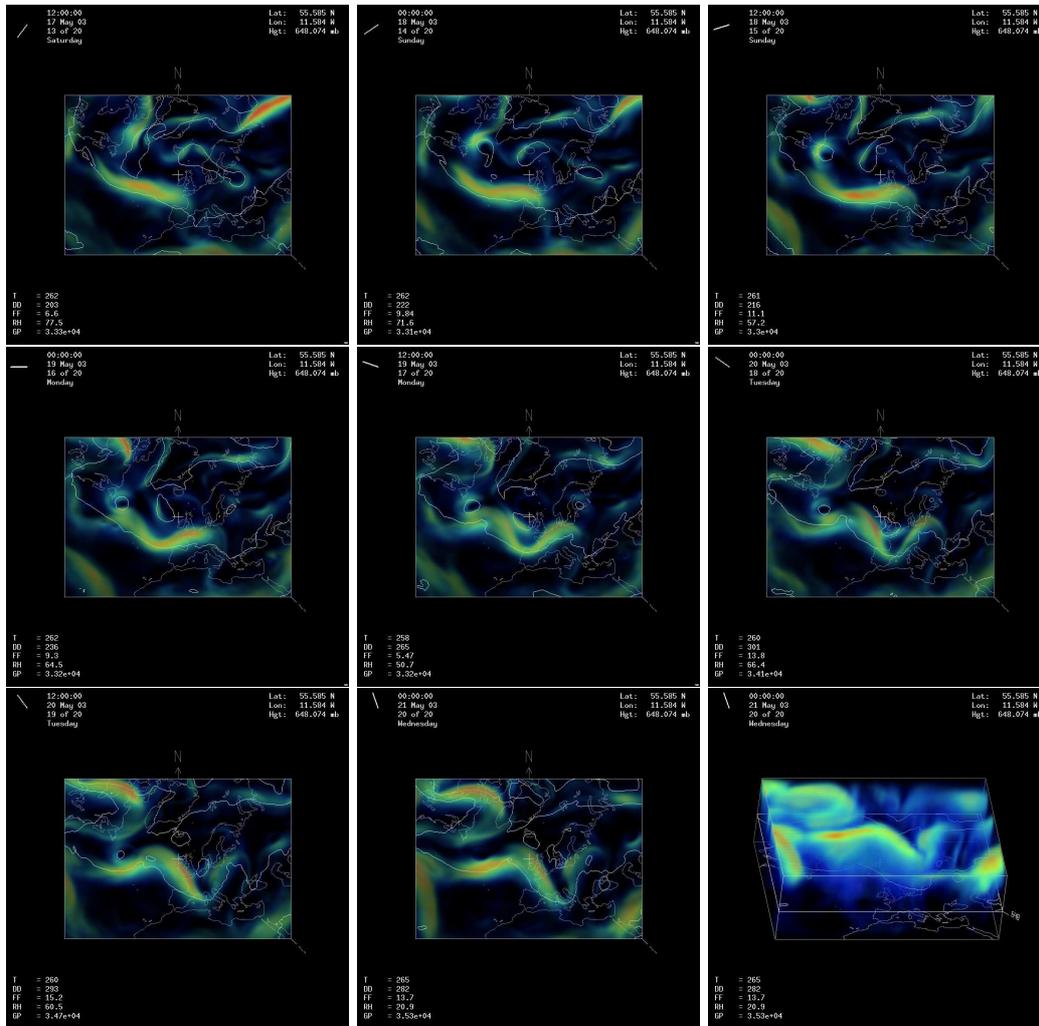


Abbildung 11.2: Polarfront Jets vom 17. Mai 2003 (12 UTC) bis 21. Mai 2003 (00 UTC) zu den Terminen 00 UTC und 12 UTC

wonnenen Parametern Luftdruck  $p$  in hPa und spezifischer Feuchte  $q = \frac{\rho_w}{\rho}$  [g(Wasserdampf)/kg(feuchte Luft)] wie folgt hergeleitet werden (Gleichung 11.1):

$$\begin{aligned}
 P_i &= \int_0^z \rho_w dz \\
 &= - \int_{p_0}^{p_z} \frac{\rho_w}{\rho} \frac{dp}{g} \quad \text{mit } dp = -\rho g dz \\
 &= - \frac{1}{g} \int_{p_0}^{p_z} q dp \\
 &= 0.01 \int_{p_0}^{p_z} q dp \quad [mm]
 \end{aligned} \tag{11.1}$$

$P_i$  repräsentiert das gesamte, in der gedachten vertikalen Atmosphärensäule akkumulierte und

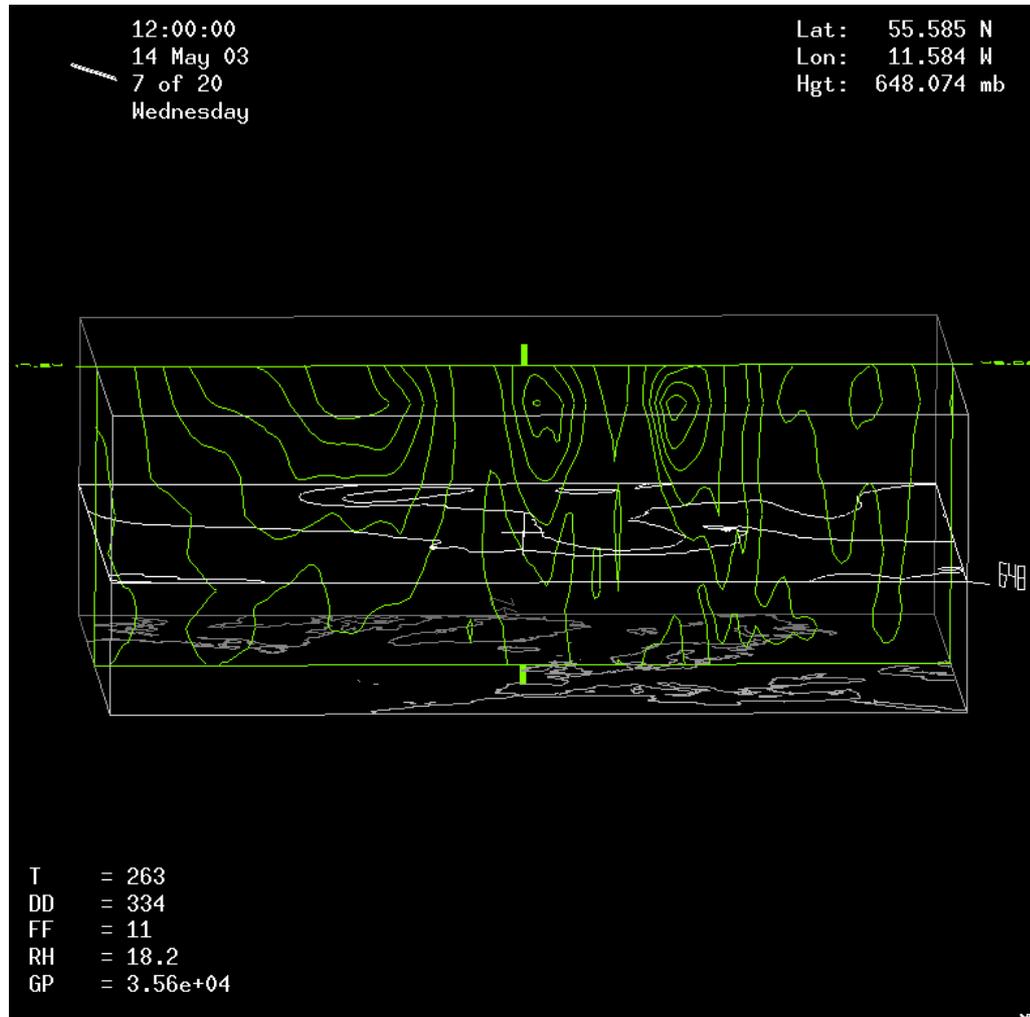


Abbildung 11.3: Vertikalschnitt der Geschwindigkeit (Isolinien) in der EM-Domain zu den Polar-front Jets vom 14. Mai 2003 (12 UTC)

kondensierte Wasser. Nach *Malberg* [34, 1973] zeigen empirische Untersuchungen, daß nur ca. 30% der kondensierten Feuchtigkeit in einem Tief als Niederschlag ausfallen, so daß Gleichung (11.1) die Niederschlagsraten zweifellos erheblich überschätzt.

Deshalb sollen dynamische Interaktionen der Vertikalbewegung im meso- $\beta$ -scale mit der in der oberen Troposphäre bei Niederschlägen zu fordernden Divergenz des horizontal nichtgeostrophischen Windes  $\vec{v}_h$  mit einbezogen werden. Unter der Voraussetzung, daß pro Einheitsluftmasse entstehende Wolkenelemente als Niederschlag sofort ausfallen, und der Annahme, daß  $dq/dp$  die Änderung der spezifischen Feuchte  $q$  entlang einer dreidimensionalen Trajektorie in einem gesättigten adiabatischen Zustand beschreibt, wobei bei einer Bewegung in den geringeren Druck hinein der Wasserdampf abnimmt und das kondensierte Wasser als Niederschlag ausfällt, gilt folgender Ansatz:

$$P_i = -\frac{dq}{dt} = -\omega \frac{dq}{dp} \quad . \quad (11.2)$$

Da  $dq/dp$  nicht ohne größeren Aufwand zu bestimmen ist, ersetzt man es durch  $\partial q/\partial p$  und leitet es aus Meßwerten lokaler Vertikalsondierungen ab; man erhält dann

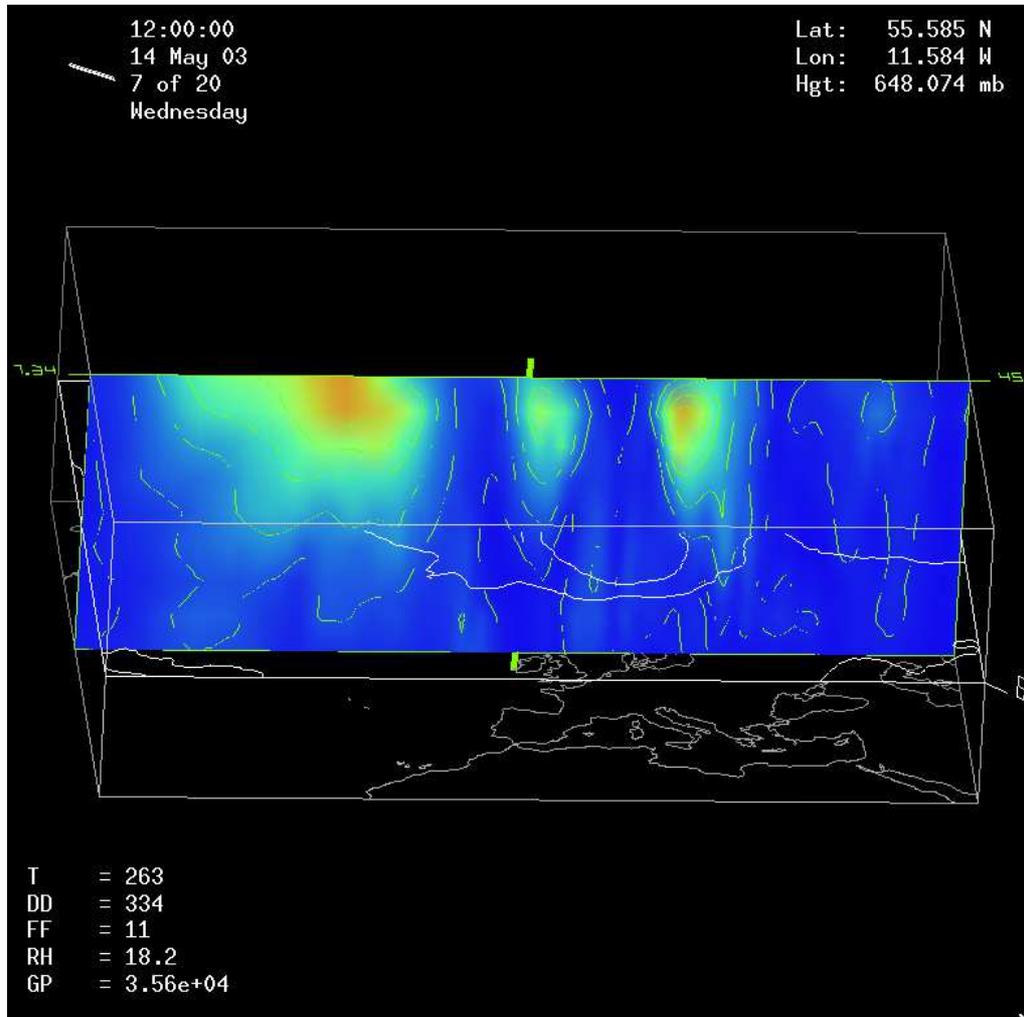


Abbildung 11.4: Vertikalschnitt der Geschwindigkeit (Rendering) in der EM-Domain zu den Polarfront Jets vom 14. Mai 2003 (12 UTC)

$$P_i = -\frac{\partial q}{\partial t} - \vec{v}_h \cdot \nabla q - \omega \frac{\partial q}{\partial p} \quad (11.3)$$

Benutzen wir in Formel (11.3) ausschließlich den letzten Term, so ist eine Niederschlagsbestimmung nur dann gültig, wenn die lokale Änderung der Feuchte gleich Null und die Advektion der Feuchte als vernachlässigbar gering anzusehen sind. Diese Voraussetzungen treffen in einer einheitlichen Luftmasse zu oder aber die ersten beiden rechtsseitigen Terme in Gleichung (11.3) heben sich gerade auf, dh. die Advektion wird durch die lokale Änderung kompensiert. Unter Anwendung der Kontinuitätsgleichung

$$\nabla \cdot \vec{v}_h = -\frac{\partial \omega}{\partial p} \quad (11.4)$$

kann Gleichung (11.3) durch nachfolgenden Ansatz ersetzt werden

$$P_i = -\frac{\partial q}{\partial t} - \nabla \cdot q \vec{v}_h - \frac{\partial(q\omega)}{\partial p} \quad (11.5)$$

Bezieht man noch mit Rücksicht auf die Gesamtwasserbilanz die Verdunstung mit ein, so gilt:

$$P - E = \frac{1}{g} \int_0^{p_0} P_i dp \quad , \quad (11.6)$$

mit  $P$ , dem Niederschlag und  $E$ , der Verdunstung an der Erdoberfläche. Da der Abfluß  $Q$  an der Erdoberfläche in einem kleineren *scale* abläuft, bleibt er hier unberücksichtigt.

Wird nun Gleichung (11.5) über die gesamte vertikale Säule integriert, so erhält man

$$P = E - \frac{1}{g} \int_0^{p_0} \frac{\partial q}{\partial t} dp - \frac{1}{g} \int_0^{p_0} \nabla \cdot (q \vec{v}_h) dp \quad . \quad (11.7)$$

Hier wurde der letzte Term in Gleichung (11.5) vernachlässigt, da die Vertikalgeschwindigkeit  $\omega$  am Oberrand der Atmosphäre gegen Null geht oder am Boden gleich Null gesetzt werden kann. Die Darstellung in Gleichung (11.7), obwohl identisch mit Gleichung (11.3), ist zuverlässiger, denn es kann auf eine Berechnung von  $\partial q / \partial p$  verzichtet werden. Außerdem leistet der letzte Term in Gleichung (11.3) nur dann einen Beitrag, wenn die Luft gesättigt ist, so daß bei Anwendung dieser Gleichung alle ungesättigten Luftschichten ausgeschlossen werden müßten. Da Radiosonden oftmals bei Aufstiegen in Wolken einen ungesättigten Zustand melden, ist in dieser Hinsicht die Interpretation von aerologischen Aufstiegen sehr willkürlich. Außerdem entstehen Mißdeutungen dadurch, daß bei Wetterlagen mit Schauern (z.B. TNR) der Wert von  $\partial q / \partial p$  sehr unterschiedlich sein kann, abhängig davon, ob die Radiosonde gerade durch einen aktiven Schauer oder im wolkenfreien Raum aufsteigt. So kann es vorkommen, daß in einer Region mit vielen Schauern die Radiosondenmeldung praktisch keine gesättigten Zustände meldet.

Der Vorteil in der Darstellung von Gleichung (11.7) liegt darin, daß die Sättigungsrate nicht mehr vorkommt. Man benötigt zwar für die Berechnung ebenfalls  $q$  und  $\nabla \cdot q \vec{v}_h$  (aus hinreichend großen Gebieten), aber hierzu ist nicht mehr die detaillierte (lokale) Kenntnis ihrer Größen von Bedeutung, wie es die genaue Berechnung von  $\omega \partial q / \partial p$ , integriert über einem Gebiet mit unterschiedlichen Niederschlagsraten, verlangt. Ungeachtet der beträchtlichen Horizontalabstände der Radiosondenstationen untereinander und der nicht exakt vertikal verlaufenden Sondierungen, bzw. dem Abtriften der Sonden mit zunehmender Höhe, besteht nach *Palmen* und *Newton* [6, 1969] eine gute Übereinstimmung (Einzelstudie mit äußerst grobmaschigem Gitternetz von  $5^\circ \times 5^\circ$  geogr. Koordinaten Seitenlänge und manueller Gitterpunktberechnung) von berechneten und gemessenen Werten. *Palmen* und *Holopainen* [37, 1962] verweisen auf die Zuverlässigkeit der so berechneten horizontalen Feuchteflüsse und ihrer Divergenzen, was dann aber bedeutet, daß die diskreten Radiosondenmessungen für ihre Meßorte ausreichend repräsentativ sind.

Expandiert man den letzten Term in Gleichung (11.7), so erhält man

$$\bar{P} - \bar{E} = \underbrace{-\frac{1}{g} \int_0^{p_0} \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} dp - \frac{1}{g} \int_0^{p_0} \overline{\vec{v}_h \cdot \nabla q} dp - \frac{1}{g} \int_0^{p_0} \overline{q \nabla \cdot \vec{v}_h} dp}_{\text{zyklonale Wetterlage: Terme(1,2)} \rightarrow 0} \quad . \quad (11.8)$$

Die bisher gemachten Voraussetzungen verlieren ihre Gültigkeit bei zu kleinen Gitternetzmaschenweiten (meso- $\gamma$ -scale), da hier die Fehler bei der Dateninitialisierung des Windfeldes aus dem regulären Radiosondenmeßnetz überwiegen. Weiter wird vorausgesetzt, daß der sofort ausfallende Niederschlag durch einen zeitlichen Mittelwert über eine kürzere Periode approximiert wird. Man erhält zufriedenstellende Ergebnisse, wie schon erwähnt, wenn die Berechnungen oberhalb des meso- $\gamma$ -scale über einem hinreichend großen Gebiet und in Zeitintervallen, die nicht über 24 Stunden reichen, durchgeführt werden (Gleichung (11.8)).

Im Falle der Divergenzfreiheit oder nur geringer Divergenz und Konvergenz in der oberen Troposphäre (Absinkbewegung) ist ein Niederschlag  $P$  unwahrscheinlich und deshalb vernachlässigbar. In diesen synoptischen Wetterlagen kann die Verdunstung  $E$  durch Gleichung (11.8) berechnet werden. Betrachten wir insbesondere den divergenzfreien Fall, so gilt

$$\bar{E} \approx \frac{1}{g} \int_0^{p_0} \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} dp + \frac{1}{g} \int_0^{p_0} \overline{\vec{v}_h \cdot \nabla q} dp \quad . \quad (11.9)$$

Die Verdunstung  $E$  ist in zyklonalen Wetterlagen mit großen Niederschlagsraten  $P$  sehr klein, so daß die lokale Änderung (Term 1) und die Advektion der spezifischen Feuchte (Term 2) in Gleichung (11.8) rechts gleich Null gesetzt werden kann ( $[\text{Term 1, Term 2}] \ll \text{Term 3}$ ). Dies gilt insbesondere dann, wenn die Atmosphäre im Einflußbereich eines Tiefdruckgebietes mit ausreichend feuchter Luft in seinem Zentrum, in den unteren Schichten, nahezu gesättigt ist, was ja als Voraussetzung für Niederschlagsgebiete anzusehen ist. In einer solchen Zyklone steuert die aktuelle Konvergenz von  $\vec{v}_h$  den überwiegenden Teil der Wasserdampfakkumulation.

Hat eine Gitternetzfläche hinreichend kleine Seitenlängen, so können die Unstetigkeiten der relativen Feuchte  $q$  an den Begrenzungen vernachlässigt und durch den Mittelwert  $\bar{q}$  über das Flächenelement ersetzt werden. Die diagnostische Niederschlagsrate läßt sich deshalb mit den gemachten Einschränkungen annäherungsweise durch Gleichung (11.10) berechnen.

$$\bar{P}_{diag} \approx -\frac{1}{g} \int_0^{p_0} \overline{q \nabla \cdot \vec{v}_h} dp \quad (11.10)$$

Gestützt auf den in Tabelle (11.1) genannten Einzelwerten einer beliebigen Gitterfläche ist in Abbildung (11.5) das exemplarische Profil einer Vertikalsondierung dargestellt.

Druckniveau [hPa]	$\overline{q \nabla \cdot \vec{v}_h}$ [sec <sup>-1</sup> ]
1000-900	$-91.2 \cdot 10^{-8}$
900-800	$-54.3 \cdot 10^{-8}$
800-700	$-19.0 \cdot 10^{-8}$
700-600	$1.1 \cdot 10^{-8}$
600-500	$14.9 \cdot 10^{-8}$
500-400	$18.7 \cdot 10^{-8}$
400-300	$9.4 \cdot 10^{-8}$
300-200	$1.3 \cdot 10^{-8}$
200-100	$0.9 \cdot 10^{-8}$
	$\sum -118.2 \cdot 10^{-8}$

Tabelle 11.1: Vertikales Profil des Produktes aus spezifischer Feuchte und Divergenz des quasihorizontalen nichtgeostrophischen Windes  $\overline{q \nabla \cdot \vec{v}_h}$

Der integrale Konvergenzanteil von  $\overline{q \nabla \cdot \vec{v}_h}$  in dieser Abbildung ist als punktierte Schraffur hervorgehoben und endet in der Vertikalen knapp unterhalb von 625 hPa im divergenzfreien Niveau, wobei bei der Berechnung des Integrales in Gleichung (11.10) dieses durch eine endliche Flächen-summe ersetzt wird (*graphische* Summation nach der *Riemanns*chen Rechteckregel).

Legen wir bei der Berechnung als Maßeinheit für die Gitternetzfläche  $A_g$  in [m<sup>2</sup>], für die Schwebeschleunigung der Erde  $g$  in [m sec<sup>-2</sup>] und der des Druckes  $p$  in [hPa] zu Grunde, so ergibt sich als Einheit für den ausfallenden Niederschlag [kg m<sup>-2</sup>]. Nach *Palmen* [39, 1958] entspricht 1 kg m<sup>-2</sup> etwa 1 mm Niederschlag. Mit den genannten Voraussetzungen läßt sich dann aus dem in Tabelle (11.1) entnommenen Vertikalprofil die Niederschlagsrate berechnen.

$$\begin{aligned}
\bar{P}_{diag} &= -\frac{1}{g} \int_0^{p_0} \overline{q \nabla \cdot \vec{v}_h} dp \\
&= -\frac{1}{g} \frac{900}{9} \cdot 10^2 (-11.82) \cdot 10^{-7} [\text{sec}^2 \text{m}^{-1} \text{Nm}^{-2} \text{sec}^{-1}] \\
&= 1.206 \cdot 10^{-3} [\text{kg m}^{-2} \text{sec}^{-1}] \\
&= 4.3416 [\text{mm/h}] \mapsto 26.0496 [\text{mm/6h}]
\end{aligned}$$

Die diagnostische Niederschlagsrate innerhalb des Gitterquadrates  $A_g$  beträgt demnach 4.3 mm/h oder bei einer (*quasi-prognostischen*) linearen Rate 26.1 mm innerhalb von 6 Stunden (ohne Berücksichtigung der Niederschlagseffektivitäten  $R_{eff}$  und  $R_{eff}(t)$ ).

Wolken sind das Bindeglied beim Übergang des atmosphärischen Wasserdampfes in ausfallenden Niederschlag, jedoch tragen dazu nicht alle Wolken gleichmässig bei. So wachsen kleine Cumuli vertikal zwar sehr rasch an, aber ihr Auflösungsstadium beginnt meistens dann, wenn Anzeichen für den Beginn einer Niederschlagsbildung gegeben sind. Deshalb wird vorhandenes Wolkenwasser nicht in Niederschlag umgewandelt, sondern verbleibt in der Atmosphäre und verdunstet sogar. Man spricht von der sog. Niederschlagseffektivität  $R_{eff}$  und versucht damit lediglich eine genauere scale-, definitionsabhängige und allgemeingültige Quantifizierung dieses physikalischen Vorganges zu beschreiben.

So orientiert sich eine Definition [38, *Rogers, Yau, 1989*] an dem Verhältnis von Regenwasser, das den Boden erreicht, und Wasserdampf, der in der Wolke verbleibt. Eine weitere zitieren die genannten Autoren als Verhältnis von Niederschlag der den Boden erreicht bzw. nicht erreicht. Bei der zuerst erwähnten Definition liegt die Effektivität um 0.11 (11%), bei letzterer um 0.19 (19%). Andere Definitionen, die mikro-wolkenphysikalische Aspekte einbeziehen, werden hier nicht erwähnt, da sich die Prozesse in merklich kleineren Skalen ( $< \text{meso-}\gamma\text{-scale}$ ) vollziehen. Im meso- $\alpha$ -scale der Zyklonen liegt die Niederschlagseffektivität bei 0.30 (30%).

In dieser Arbeit bleiben die eben genannten Formen der Niederschlagseffektivität unberücksichtigt, da eine Festlegung auf eine bestimmte Methode bei vier gegebenen Terminen mit Niederschlagsereignissen aus überwiegend und einschränkend konvektiven Bewölkungsformen nur bedingt repräsentativ sein kann.

Vielmehr wurde eine andere Form, die der *zeitkritischen* Niederschlagseffektivität  $R_{eff}(t)$ , eingeführt. Sie hat primär keinen unmittelbaren Bezug zu den physikalischen Prozessen, sondern versucht dem zeitlichen Ablauf Rechnung zu tragen. Der nach Gleichung (11.10) zu berechnende Niederschlag bezieht sich auf einen Zeitraum von mindestens 1 Sekunde. Um nun eine annähernde Vergleichbarkeit von Messungen aus den konventionellen Niederschlagsmessnetzen (Synopmeldungen zum 06 bzw. 18 UTC Termin), deren zeitliche Auflösungen bei mindestens 12 Stunden liegen, mit den berechneten Werten zu erreichen, wird auf einen beliebigen, aber nicht über 24 Stunden gehenden Zeitraum linear extrapoliert. Die Fehlerrate des so berechneten mehrstündigen Niederschlages wird mit zunehmendem Zeitschritt natürlich immer größer (da die wahre Dauer des Niederschlagsereignisses nicht berücksichtigt wird) und erreicht, besonders bei kurzzeitigem Niederschlag aus konvektiver Bewölkung, nicht mehr realistische Werte.  $R_{eff}(t)$  beschreibt demnach das Verhältnis von tatsächlich gemessenem und linear extrapoliertem Niederschlag in Gleichung (11.11) mit *quasi-prognostischem* Charakter.

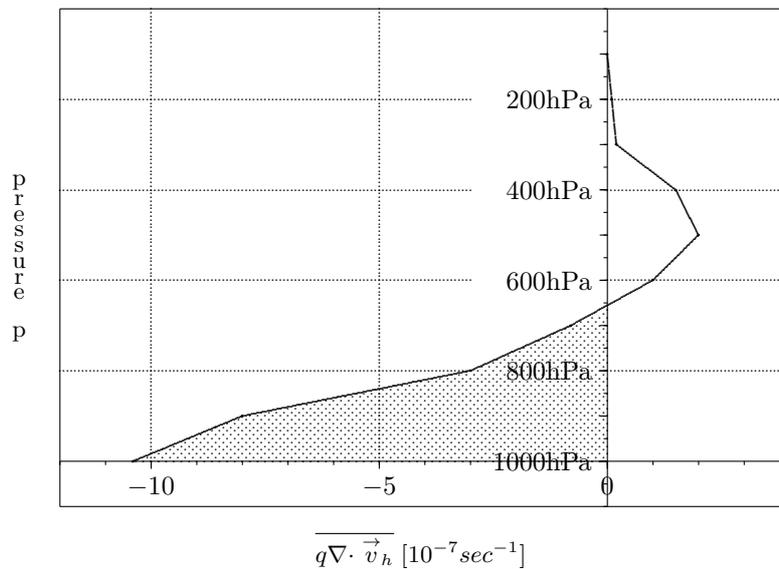


Abbildung 11.5: Vertikales Profil des Produktes aus spezifischer Feuchte und Divergenz des quasihorizontal nichtgeostrophischen Windes  $\overline{q \nabla \cdot \vec{v}_h}$

$$\overline{P}_{diag} \approx -\frac{1}{g} \int_0^{p_0} \overline{q \nabla \cdot \vec{v}_h} dp \cdot R_{eff}((t), (x, y, z)) \quad (11.11)$$

Es bleibt aber abschließend festzustellen, daß orographisch erzwungene Vertikalbewegungen (Föhn oder Stau) modifizierend auf die Niederschlagstätigkeit einwirken können. Diese Vorgänge bleiben in Gleichung (11.11) unberücksichtigt.

Die Lage des Hauptniederschlagsgebietes im Bereich eines Strahlstromes hängt von der Lage des Höhendivergenzgebietes ab uns steht *nicht* in unmittelbarem Zusammenhang mit den Bodenfronten. Diese Tatsache steht im Widerspruch zum *alten norwegischen Zyklonenmodell*.

### 11.0.1 Die Wetterlagen vom 13. Mai 2003 und 23. Juni 2003 (PM)

Am 13. Mai 2003 12 UTC befindet sich über Westeuropa ein Höhentrog (Abb. 11.6), dessen Trogachse nahezu meridional ist und vom westlichen Mittelmeer über die Nordsee bis nach Ostgrönland reicht. An seiner Westflanke befindet sich in 300 hPa über der Biskaya ein PFJ mit Kerngeschwindigkeiten von über 100 kn. An seiner Ostflanke reicht ein weiterer Polarfrontjet von Norddeutschland bis Norwegen.

Das östliche Norddeutschland liegt somit im rechten rückwärtigen Quadranten des Jets an der Ostseite des Trog. Hier muss nach den formulierten Bedingungen aus Kapitel *Der (Polarfront-) Jetsream* (Seite 35) in der Höhe Divergenz mit anschließender Hebung der vertikalen Luftsäule stattfinden.

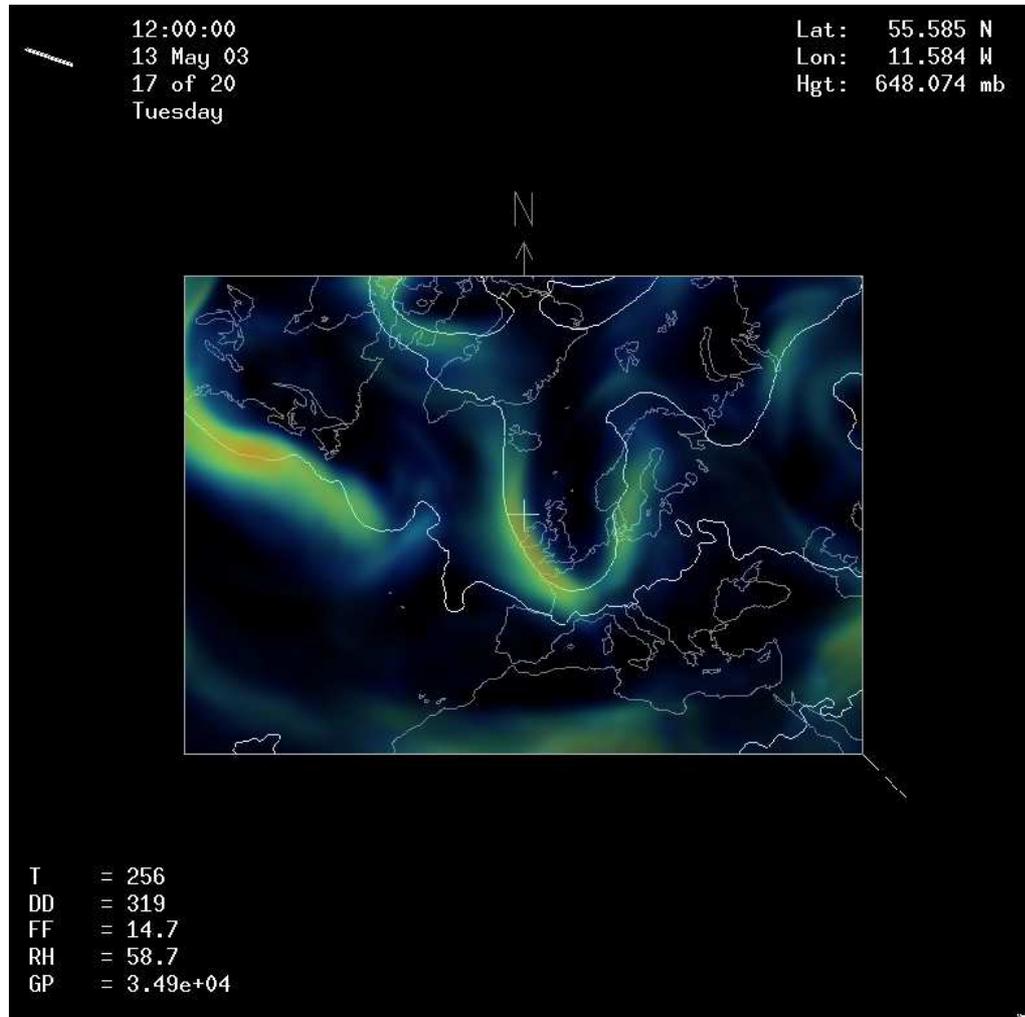


Abbildung 11.6: Polarfront Jets vom 13. Mai 2003 (12 UTC)

In der Abbildung 11.7 sind nun die Analysen der 300 hPa Analysen (in Abb. 11.8 mit der Superposition des NOAA-16 / AVHRR Europamosaik in der 4km Auflösung) des verikalintegrierten Produktes von spez. Feuchte  $q$  mit der Divergenz des horizontal nicht-geostrophischen Windes  $\frac{1}{g} \int_0^{p_0} q \nabla \cdot \vec{v}_h dp$  dargestellt.

Die berechnete 6-stündige Niederschlagsrate schließlich ist den Abbildungen 11.9 und 11.10 zu entnehmen. In einem Gebiet, das von Berlin bis Rügen reicht, wird demnach eine Niederschlagsmenge von ca. 7.7 mm berechnet. Die tatsächliche 12-stündige Niederschlagsrate am 13. Mai 2003 beträgt laut Abbildung 11.11 um 18 UTC in Berlin 9.6 mm (Observationsmeldung des Institutes für Meteorologie der FU Berlin), in Eberswalde 8 mm und an der Südwestseite Rügens 7 mm.

In den genannten Analysen wurden nur die positiven Werte von vertikal integriertem Produkt aus spez. Feuchte und horizontaler Winddiverganz dargestellt. Sie allein stellen ein Maß für die Gesamtniederschlagsrate dar. Natürlich gibt es auch negative Werte. Ihre Darstellung ist in diesem Zusammenhang jedoch nachrangig, da sie die Gesamtverdunstung in der vertikalen Luftsäule veranschaulichen und zum Niederschlag keinen Beitrag leisten. Bei

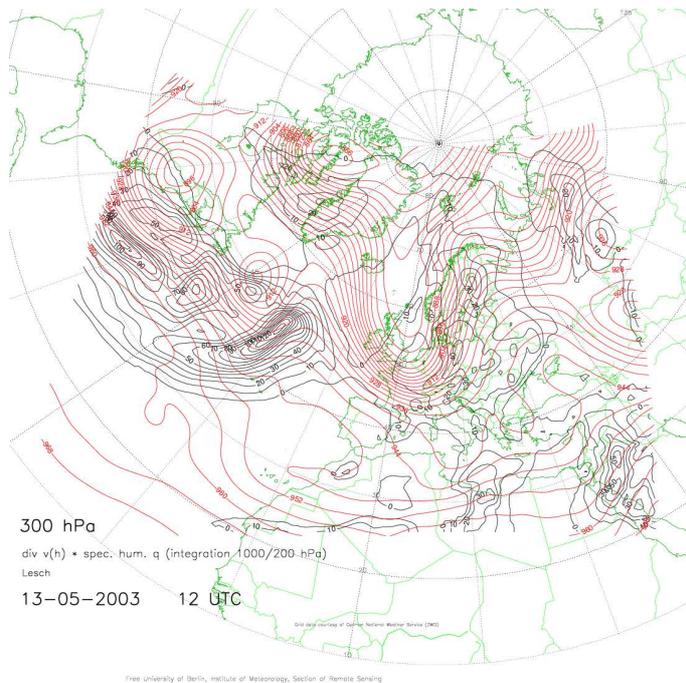


Abbildung 11.7: Vertikal integriertes Produkt  $\overline{P}_{diag} \approx -\frac{1}{g} \int_0^{p_0} q \nabla \cdot \vec{v}_h dp$  am 13. Mai 2003 (12 UTC)

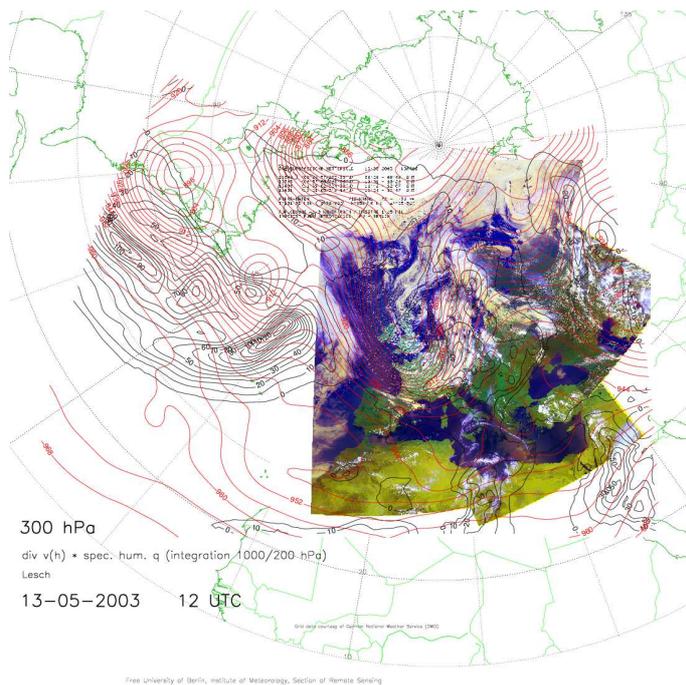


Abbildung 11.8: Vertikal integriertes Produkt  $\overline{P}_{diag} \approx -\frac{1}{g} \int_0^{p_0} q \nabla \cdot \vec{v}_h dp$  am 13. Mai 2003 (12 UTC) mit Superposition von NOAA-16 AVHRR Europamosaik (4km Auflösung, PM)

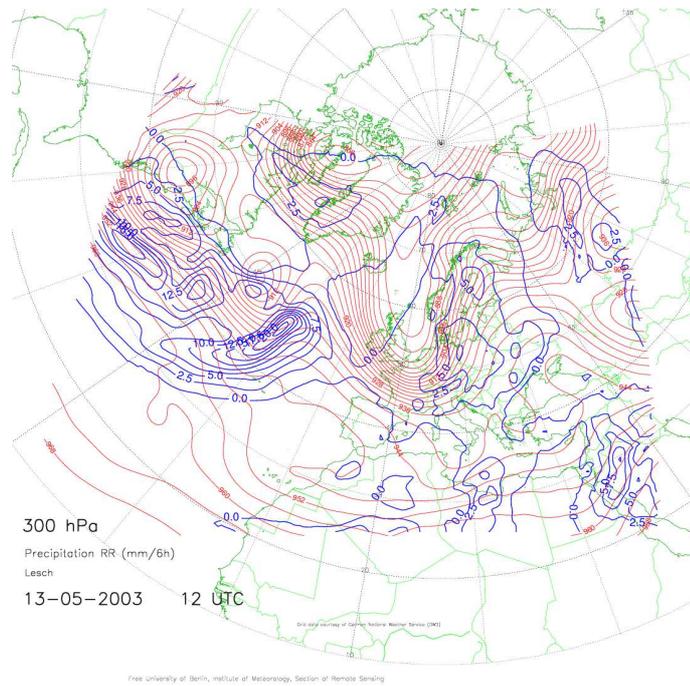


Abbildung 11.9: *quasiprognostische* 6-stündige Niederschlagsraten am 13. Mai 2003 (12 UTC)

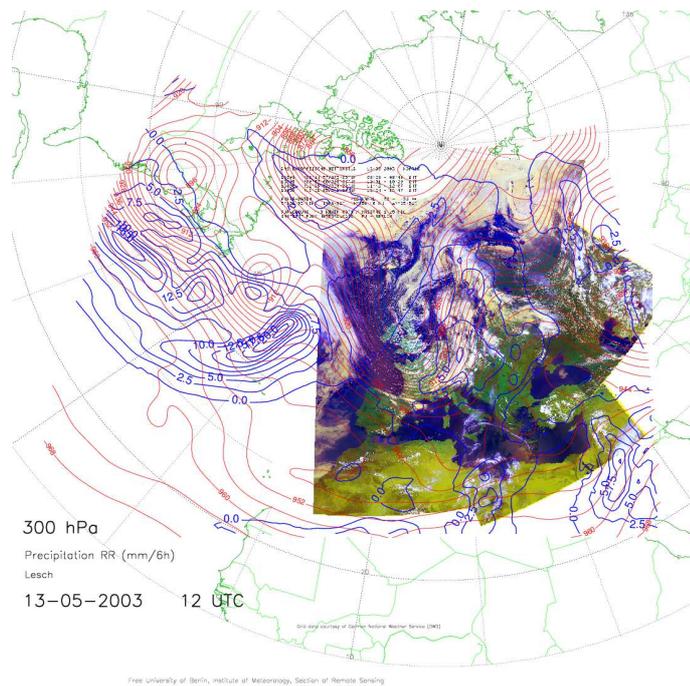


Abbildung 11.10: *quasiprognostische* 6-stündige Niederschlagsraten am 13. Mai 2003 (12 UTC) mit Superposition von NOAA-16 AVHRR Europamosaik (4km Auflösung, PM)

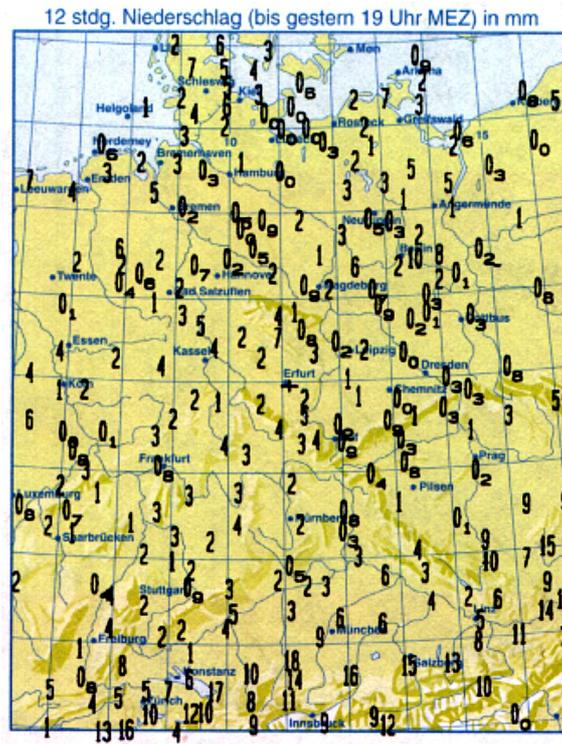


Abbildung 11.11: 12-stündiger Niederschlag zum Termin 13. Mai 2003 (18 UTC) [aus *Berliner Wetterkarte*]

der Integration allerdings sind sie keinesfalls zu vernachlässigen (siehe Abb. 11.5).

Die Auswahl dieses Beispiels erfolgte nicht nur aus der Tatsache heraus, ein markantes Ergebnis vorzustellen; vielmehr startete zu diesem Termin die operationelle Routine der Berechnung des diagnostischen Niederschlages zu den Terminen 00 UTC und 12 UTC und ihre öffentliche Präsentation und Zugänglichkeit im Internet.

Nach Dateneingang der DWD Analysengitterpunktwerte später erfolgt die beschriebene Analyse. Zum 00 UTC Termin wird das NOAA-16 / AVHRR Mosaik des Infrarotkanalbildes (CH4) in der 4 km Auflösung superpositioniert, zum 12 UTC Termin das Satellitenbildmosaik aus den Kanälen 1, 2 und 4 (VIS, NIR und IR).

Der große Vorteil bei der Anwendung des diagnostischen Niederschlages (oder der Verdunstung) liegt darin, daß mögliche Ungenauigkeiten oder Fehler in der Modellgeometrie (z.B. DM oder LM) keinen Einfluß ausüben. Dennoch bleibt anzumerken, daß die empirische Niederschlagseffektivität  $R_{eff}(t)$  in Gleichung 11.11 einen nicht zu vernachlässigenden Einfluß auf die Niederschlagsmengenberechnung mit *quasi-prognostischem* Charakter darstellt.

Einschränkend muß jedoch festgestellt werden, daß der soeben angestellte Vergleich der Niederschlagsmessungen nur bedingt tauglich ist. Die in Abb. 11.11 angeführten Werte stellen reine Punktmessungen dar, während der *diagnostische Niederschlag* eine berechnete Größe im EM-Gitternetz der Maschenweite  $110 \times 110 \text{ km}^2$  (also über 4 Gitternetzflächen) ist.

Das operationelle Processing des 6-stündigen diagnostischen *quasiprognostischen* Niederschlages im EM-Gitter zu den Terminen 00 UTC und 12 UTC erfolgt nach Eingang der

DWD-EM-Basisdaten ca. 5-6 Stunden nach den Synop-Hauptterminen und begann am 13. Mai 2003. Alle Ergebnisse sind abrufbar unter der HTTP-Adresse:

[http://wwwsat.met.fu-berlin.de/~LutzLesch/precipitation\\_diag\\_em\\_noaa\\_4km.html](http://wwwsat.met.fu-berlin.de/~LutzLesch/precipitation_diag_em_noaa_4km.html)

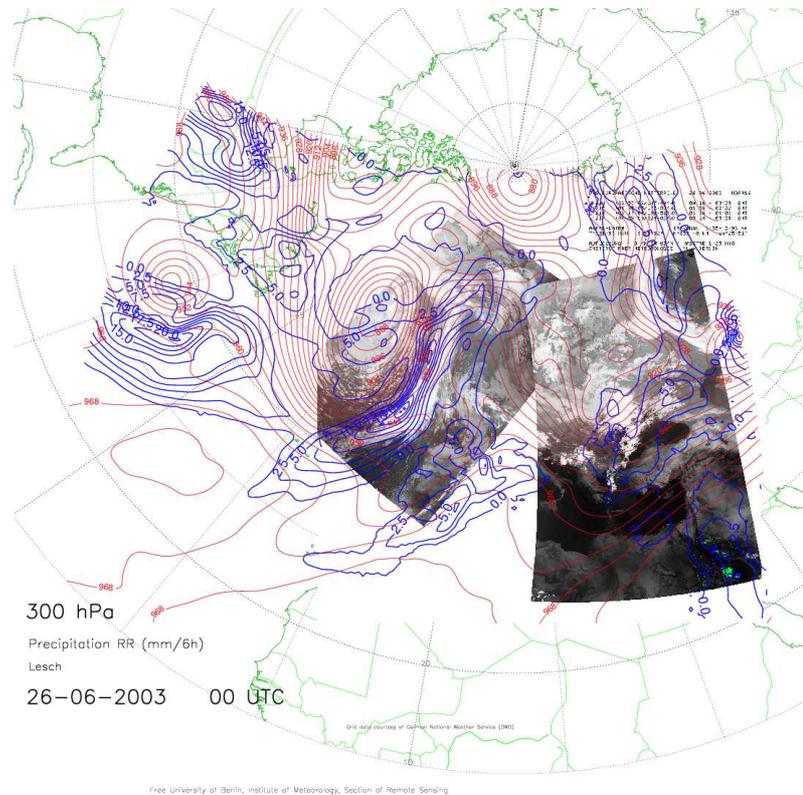


Abbildung 11.12: *quasiprognostische* 6-stündige Niederschlagsraten am 26. Juni 2003 (00 UTC) mit Superposition von NOAA-16 AVHRR Europamosaik (4km Auflösung, ch4, AM)

Hierbei hat man die Möglichkeit sowohl die Niederschlagsanalyse allein oder als Superposition mit dem NOAA-16/AVHRR EUROPAMOSAIK (4km, Kanäle 1,2,4, 12 UTC) bzw NOAA-16/AVHRR EUROPAMOSAIK (4km, Kanal 4, 00 UTC) abzurufen:

[http://wwwsat.met.fu-berlin.de/~LutzLesch/rr\\_6h\\_pm\\_no\\_sat.html](http://wwwsat.met.fu-berlin.de/~LutzLesch/rr_6h_pm_no_sat.html)

[http://wwwsat.met.fu-berlin.de/~LutzLesch/rr\\_6h\\_ch124\\_4km\\_pm\\_sat.html](http://wwwsat.met.fu-berlin.de/~LutzLesch/rr_6h_ch124_4km_pm_sat.html)

[http://wwwsat.met.fu-berlin.de/~LutzLesch/rr\\_6h\\_am\\_no\\_sat.html](http://wwwsat.met.fu-berlin.de/~LutzLesch/rr_6h_am_no_sat.html)

[http://wwwsat.met.fu-berlin.de/~LutzLesch/rr\\_6h\\_ch3\\_4km\\_am\\_sat.html](http://wwwsat.met.fu-berlin.de/~LutzLesch/rr_6h_ch3_4km_am_sat.html)

Die Abbildungen 11.12 dient als Beispiel einer Superposition von Satellitenbild (Channel 4, IR) mit Niederschlagsanalyse zum 00 UTC Termin.

Erwähnt sei noch die Wetterlage vom 23. Juni 2003, bei der gegen 19:45 MESZ eine Kaltfront mit heftigen Böen und Niederschlag den Berliner Raum von West nach Ost überquerte. Laut der Analyse in Abb. 11.13 erkennen wir über Westeuropa Divergenzwerte von  $2-3 \times 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ . Diese Werte formulieren damit einen intensiv synoptischen Wirkungsbereich des Strömungsfeldes in 300 hPa. Eine kleine Zelle über dem Ärmelkanal überschreitet Werte von  $4 \times 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ . Laut den Abbildungen 11.14 und 11.15 sind dort auch die größten

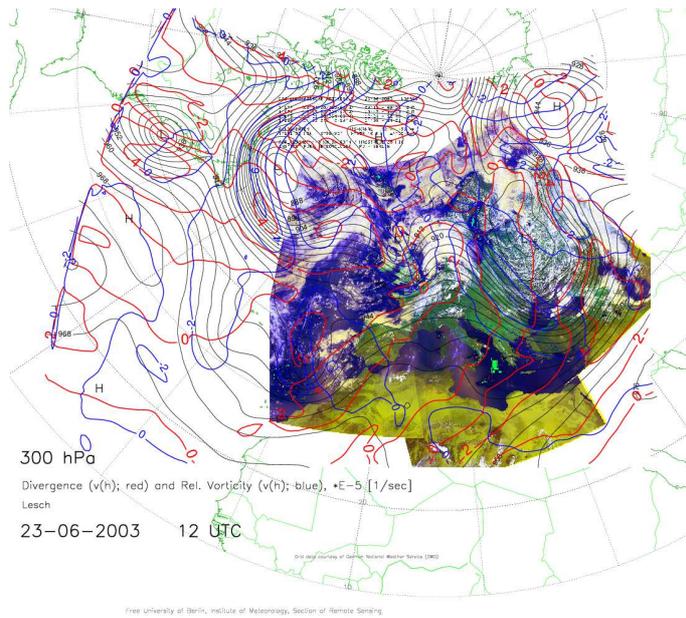


Abbildung 11.13: 23. Juni 2003 (12 UTC) und 300 hPa Analyse mit Divergenz und rel. Vorticity (berechnet aus  $\mathbf{v}_h$ )

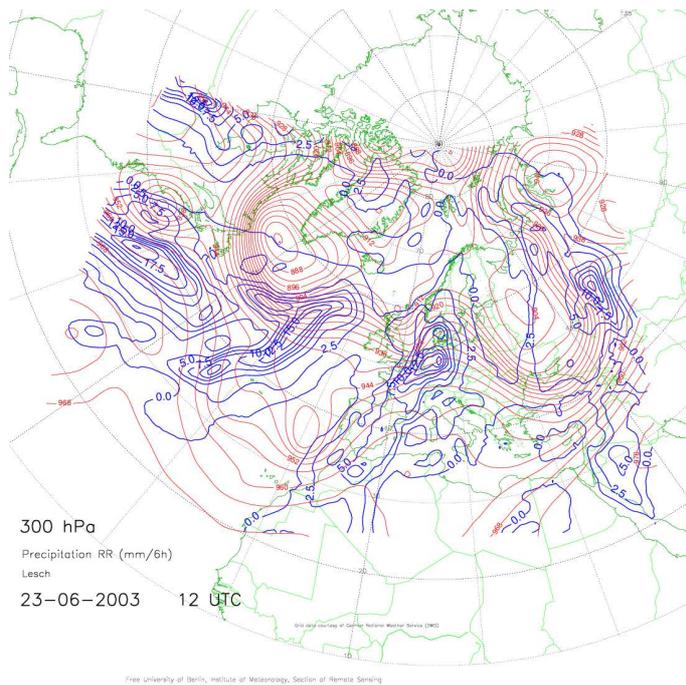


Abbildung 11.14: *quasiprognostische* 6-stündige Niederschlagsraten am 23. Juni 2003 (12 UTC)

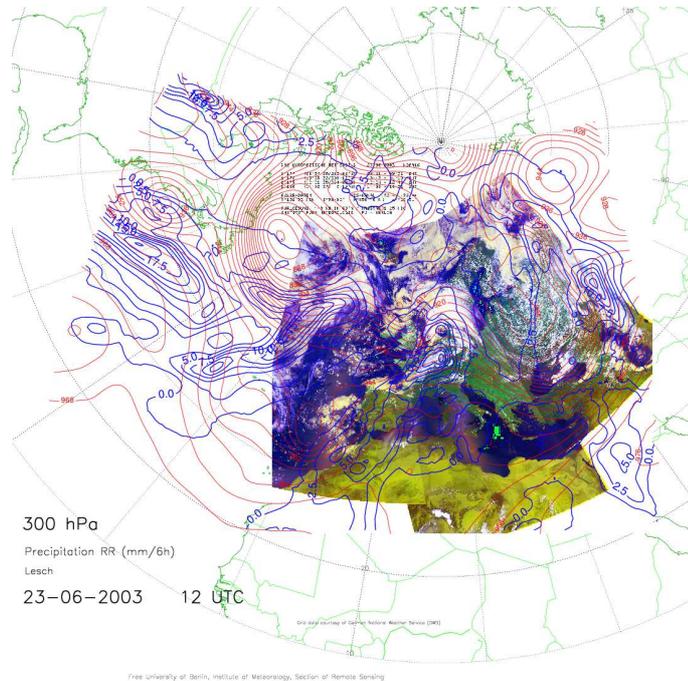


Abbildung 11.15: *quasiprognostische* 6-stündige Niederschlagsraten am 23. Juni 2003 (12 UTC) mit Superposition von NOAA-16 AVHRR Europamosaik (4km Auflösung, PM)

Niederschlagsmengen um 20mm/6h zu erwarten. Für den Raum um Berlin werden Niederschlagsmengen von 10 mm/6h berechnet, die laut Observationseintragung des Institutes für Meteorologie auch tatsächlich eingetreten sind.

Die Abb. 11.16 zeigt zum Termin 23. Juni 2003 18 UTC Niederschlagsmengen von 15 mm, 27 mm und 14 mm im Thüringer Wald und Erzgebirge. Dieses Gebiet wurde von dem genannten (kleinen) Divergenzfeld überquert. Die Station Neuruppin nördlich davon registriert mmerhin einen Wert von 14 mm. Am 24. Juni 2003 06 UTC werden südlich von Berlin noch 13 mm aufgezeichnet.

Die Ereignisse dieser Wetterlage brachten es mit sich, daß die mittlere tägliche Zugriffsfrequenz auf den WWW-Server <http://wwsat.met.fu-berlin.de> von ca. 4000 - 5000 sprunghaft auf über 11000 Abrufe anstieg. Am nächsten Tag pendelten die Abrufe wieder auf den gewohnten Standard zurück.

Nicht zweifelsfreie Situationen bei der Superposition von NOAA-16 AVHRR Europamosaik und berechnetem *quasiprognostischem* Niederschlag (z.B. Gebiete ohne Wolken und diagnostizierter Niederschlag) werden durch folgende Faktoren bestimmt. Die einzelnen Umläufe erfolgen in einem Zeitfenster von 3-4 Stunden und spiegeln das Wetterschehen innerhalb von 23 Minuten Empfangszeit wieder. Der integrale Zeitraum des berechneten Niederschlages beträgt aber 6 Stunden. Auch können, besonders bei konvektiven Wettersituationen, rasche Wolkenentwicklungen im Tagesverlauf Gebiete mit prognostiziertem Niederschlag und wolkenfreiem Raum die Situation verändern.

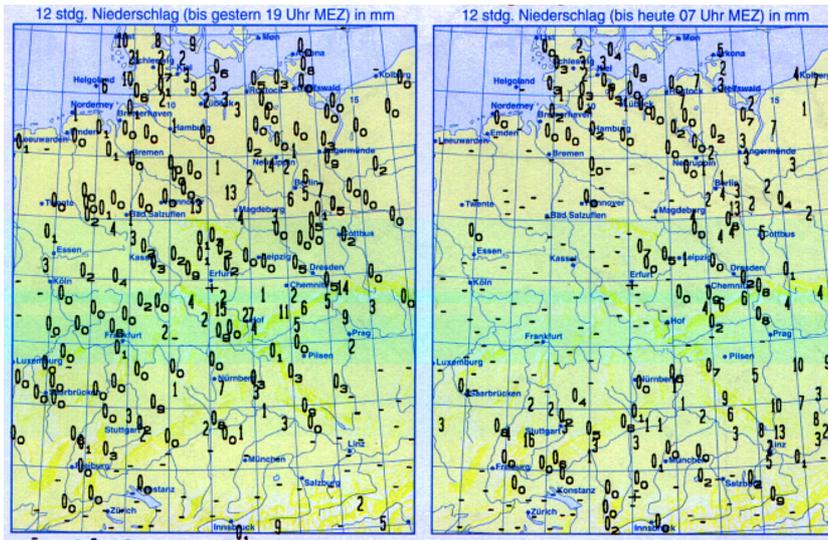


Abbildung 11.16: 12-stündige Niederschlagsraten am 23. Juni 2003 (18 UTC) und 24. Juni 2003 (06 UTC), [aus *Berliner Wetterkarte*]

## 11.1 Konventionelle Niederschlagsmessung und Berechnung des Gebietsniederschlags

Unterschiedliche Aufgabenstellungen im meteorologischen, hydrologischen und wasserwirtschaftlichen Bereich erfordern detaillierte Aussagen über das Niederschlagsverhalten und seine *räumliche* und *zeitliche* Struktur. So werden in der Wasserwirtschaft als Bezugsflächen für Gebietsniederschläge vorzugsweise Einzugsgebiete von solchen Flußpegeln gewählt, für die auch die entsprechenden Abflußwerte zu bestimmen sind. Die übrigen Posten der Wasserbilanz wie Verdunstung (Evapotranspiration), Speicherung (hauptsächlich als Grundwasser), Grundwasserabfluß usw. sind normalerweise nicht meßbar. Sie müssen aus der Differenz von Niederschlag und Abfluß mit Hilfe von Grundwasserstands- und anderen Messungen näherungsweise bestimmt werden. Daraus ergeben sich unterschiedliche Anforderungen an die zeitliche und räumliche Auflösung von Niederschlagsdaten; doch existieren bis heute weder seitens der WMO (Weltzentrum für Niederschlagsklimatologie WZN) noch der nationalen Wetterdienste bzw. Hydrologischen Institute international verbindliche Aussagen oder Empfehlungen, die eine Standardisierung, und damit eine Vergleichbarkeit von Messungen und Auswertungen, gestatten, dies ungeachtet der systematischen Fehler bei der Niederschlagsbestimmung mit konventionellen Meßgeräten. Sie resultieren aus Verdunstungs-, Haftwasser- und Spritzwasserverlusten sowie aus der Umströmung des Gerätekörpers und sind sowohl von den meteorologischen Bedingungen während der Messung, d.h. von Lufttemperatur, Luftfeuchte, Strahlung, Wind und Tropfenspektrum, als auch von den Eigenschaften des Meßgerätes, wie Größe und Form des Auffangtrichters, Gerätekörpers, Höhe der Meßfläche über Grund etc., abhängig. Vergleichsmessungen für verschiedene Geräte und einem Referenzgerät wurden auf Initiative der WMO in mehreren Ländern durchgeführt. Die Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

Der Niederschlag wird durch die Messung mit herkömmlichen Geräten im allgemeinen unterschätzt. Für den Regenschirm nach *Hellmann* ohne Windschutz (Standardgerät des DWD) liegt die gemessene tägliche Niederschlagshöhe je nach Windgeschwindigkeit bei Schnee zwischen 25% und 70%, bei Regen dagegen zwischen 90% und 98% der Referenzniederschlagshöhe [DWD, 1990]. Die genannten Zahlen beziehen sich auf mittlere tägliche Niederschlagshöhen.

Das Niederschlagsmeßnetz in der Bundesrepublik Deutschland im Jahre 1989 bestand aus ca. 3000 Niederschlagsmessern (24-stündige Ablesetermine) und 284 Niederschlagsschreibern an den Klimahauptstationen des DWD; hinzu kommen noch etwa 1000 Niederschlagsmesser und 1200 Niederschlagsschreiber von anderen Betreibern. Im Netz dieser Hauptstationen sind 141 synoptische Stationen eingeschlossen. Die Dichte dieser Synoptischen Stationen allein ist aber so gering (1 Station pro 1760 km<sup>2</sup>), daß sich bei der Gebietsniederschlagsberechnung ein mittlerer Fehler von  $\pm 40\%$  einstellt. Um diesen Fehler auf das noch vertretbare Maß von  $\pm 20\%$  zu drücken, müssen die Auswertungen der Synop- und der Klimahauptstationen berücksichtigt werden.

Alle Meßfühler liefern ausnahmslos Punktmessungen. Aus den Punktdaten werden bei Bedarf manuell oder über mathematische Verfahren unter Zuhilfenahme von statistischen Reihen und Abminderungskoeffizienten Flächenniederschlagswerte errechnet. Solche Gebietsniederschläge aus Punktdaten lassen sich mit entsprechender Genauigkeit über längere Zeiträume (z.B. Monate) und verhältnismäßig große Gebiete gewinnen [DWD, 1986].

Die zeitliche Dynamik des Niederschlages kann am besten durch sogenannte Tropfenspektrographen ermittelt werden. Die zeitlichen Variabilitäten der Intensitäten liegen hier im Sekunden und Minutenbereich. Sie sind mit den herkömmlichen Niederschlagsschreibern, wie sie im synoptischen Routinedienst der Wetterdienste eingesetzt werden, nicht zu erfassen. Die aus diesen Geräten dargestellte Niederschlagssumme ermöglicht durch Differentiation Aussagen über die Intensitätsverteilung zu treffen. Mit der Digitalisierung der Niederschlagsstreifen wird die zeitliche Verteilung sowohl graphisch als auch numerisch wiedergegeben. Das kleinste zeitliche Auflösungsintervall eines konventionellen Niederschlagsschreibers beträgt ca. 5 Minuten.

Am einfachsten wird die zeitliche Streuung von Niederschlagsereignissen mit der Standardabweichung  $\sigma$  und dem Variationskoeffizienten  $c_v$  beschrieben.

$$\bar{R} = \frac{1}{n} \sum_{i \geq 1}^n R_i \quad (11.12)$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i \geq 1}^n (R_i - \bar{R})^2} \quad (11.13)$$

$$c_v = \frac{\sigma}{\bar{R}} \quad (11.14)$$

Die Symbole und ihre Bedeutung:

$\bar{R}$ =Mittelwert

n=Anzahl der Intervalle

$R_i$ =Niederschlagshöhe im Intervall i

$\sigma$ =Standardabweichung

$c_v$ =Variationskoeffizient

Diese einfachen Maßzahlen erlauben jedoch keine Aussage darüber, ob die während eines Ereignisses auftretenden großen Intensitätsschwankungen abwechselnd aufeinanderfolgen oder über eine ganze Region hinweg verteilt sind. Um auch diese Merkmale zu berücksichtigen, empfiehlt sich die Verwendung der von Huff [40, 1970, zitiert in Fleer et al., 1986] vorgeschlagenen Variabilität in der Abfolge. Diese Größe entsteht durch laufende Summation der Differenzen zwischen aufeinanderfolgenden Niederschlagsintensitäten und einer anschließenden Mittelung.

$$D = \frac{1}{n-1} \sum_{i \geq 1}^{n-1} |RR_i| \quad (11.15)$$

$$\sigma_d = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i \geq 1}^{n-1} [ |RR_i| - D ]^2} \quad (11.16)$$

$$V_d = \frac{\sigma_d}{D} \cdot 100 \quad (11.17)$$

$$V_{d,r} = \frac{\sigma_d}{\bar{R}} \cdot 100 \quad (11.18)$$

Die Symbole und ihre Bedeutung:

- D=Mittelwert der zeitlichen Abfolgen
- $RR_i$ =zeitliche Abfolge im Intervall i
- $\sigma_d$ =Standardabweichung der zeitlichen Abfolgen
- $V_d$ =relative zeitliche Variabilität bezogen auf D
- $V_{d,r}$ =relative Variabilität bezogen auf  $\bar{R}$
- n=Anzahl der zeitlichen Abfolgen

Systematische Auswertungen nach diesen Maßzahlen liegen bisher aber nicht vor.

Die räumliche Struktur von Niederschlägen über einer Fläche mit dichtem Meßnetz ist qualitativ nur abschätzbar. Auch gibt es nur wenige Informationen darüber, wie hoch die räumliche Variabilität quantitativ ist. Bekannt ist aber, daß die üblichen punktförmigen Niederschlagsmessungen diese Variabilität nur unzureichend erfassen können. *Fleer et al.* [40, 1986] zeigen an einem Beispiel, daß die übliche Meßnetzdicke keinen brauchbaren Aufschluß über die räumliche Niederschlagsstruktur bietet. Auch ein dichteres Meßnetz (Sondermeßnetz mit 1 Regenschirm pro 20 km<sup>2</sup>) gibt noch keine zufriedenstellende Erfassung des Niederschlagsgeschehens wieder.

So bleibt festzustellen, daß zur Bewältigung vieler hydrologischer und meteorologischer Aufgaben Gebietswerte benötigt werden, die, mit Ausnahme des Radars, nicht flächenhaft ermittelt werden können, vielmehr müssen sie aus Punktmessungen lokal unterschiedlich dichter Meßnetze abgeleitet werden. Die Genauigkeit des Gebietsniederschlags hängt also in starkem Maße von der Anzahl der zur Verfügung stehenden Beobachtungsstationen ab, wobei die örtliche Variabilität des zu ermittelnden physikalischen Vorganges oder Zustandes in der betrachteten Fläche von Bedeutung ist.

Mathematisch lassen sich die Lösungsmöglichkeiten bei mehr als einer Station grundsätzlich in drei Verfahren einteilen:

- direkte Integration der vom Ort abhängigen Niederschlagsfunktionen entweder über die gesamte Bezugsfläche oder über Teilflächen mit anschließender Aufsummation;
- Aufsummation von Teilflächen mit gebietsweisen, ortsunabhängigen Niederschlagsfunktionen;
- Aufsummation von Stützstellengewichten.

Eine kurze Übersicht über die unterschiedlichen Arten der Berechnungsverfahren [40, *Fleer et al.*, 1986] ist in Tabelle (11.2) aufgeführt. Für die Auswahl der Verfahren sind neben dem Stationsnetz die zur Verfügung stehenden Daten und Möglichkeiten der elektronischen Datenverarbeitung entscheidend. Das Niederschlagsvolumen im Meßgebiet bei den verschiedenen Verfahren besitzt etwa die gleiche Größenordnung. An einzelnen Stellen innerhalb des

<i>Arithmetische Mittelung</i>	Jeder Station wird der gleiche Einfluß zugebilligt. In gleichmäßig verteilten, umfangreichen Stationsnetzen erfüllt dieses einfachste Verfahren durchaus die Genauigkeitsanforderungen.
<i>Isohyeten Methode</i>	Bei fachmännischer Anwendung ist dieses Verfahren eine sehr genaue Methode, die großen manuellen Aufwand erfordert.
<i>Polygon Methode</i>	Dieses weitverbreitete Verfahren zur Berechnung des Gebietsniederschlages ist durch <i>Flächengewichtung</i> in der Lage, auch sehr ungleichmäßig verteilte Stationskonfigurationen zu erfassen. Orographische Einflüsse bleiben unberücksichtigt. Diese Methode wird auch <i>Mittelsenkrechten-Methode</i> genannt.
<i>Dreieckmethode</i>	<i>Flächengewichtendes Verfahren</i> , das dann gut geeignet ist, wenn Stationen im Randbereich des betrachteten Gebietes liegen. Es lassen sich orographische Einflüsse nicht einbeziehen.
<i>Quadrantenmethode</i>	Dieses objektive Verfahren geht von einem orthogonalen Rasternetz aus. Die Niederschlagshöhen an den Rasterpunkten (Schnittstellen der Rasterlinien) werden aus den vier Niederschlagsmeßstellen errechnet, die dem Bezugspunkt in jedem der vier Quadranten am nächsten liegen. Diese Methode wird auch <i>Rasterpunktverfahren</i> genannt.
<i>Zwei-Achsen-Methode</i>	Die Ermittlung der Stationseinflüsse erfolgt bei dieser Methode mit einer Winkelgewichtung. Sehr anschauliches und leicht durchzuführendes Verfahren.
<i>Kriging-Methode</i>	Statistisches Verfahren, das mit Hilfe von Variogrammen die Stationsgewichte so optimiert, daß die Fehlervarianz ein Minimum erreicht. Mit dieser Methode können Niederschlagshöhen für beliebige Gitterpunkte geschätzt werden.
<i>Mathematische Verfahren</i>	Mit einer vorgegebenen Funktion $h = h(x, y)$ sollen die Niederschlagshöhen $R_i$ an den Meßstellen $(x_i   y_i)$ sollen möglichst genau angenähert werden. Angesetzt werden z.B. multiple Regression, bikubische Splinefunktion, Polynome, Fourier-Ansätze und auch Finite-Elemente-Methoden.

Tabelle 11.2: Verfahren zur Berechnung des Gebietsniederschlages

Gebietes können aber erhebliche Unterschiede in der berechneten Niederschlagshöhe auftreten.

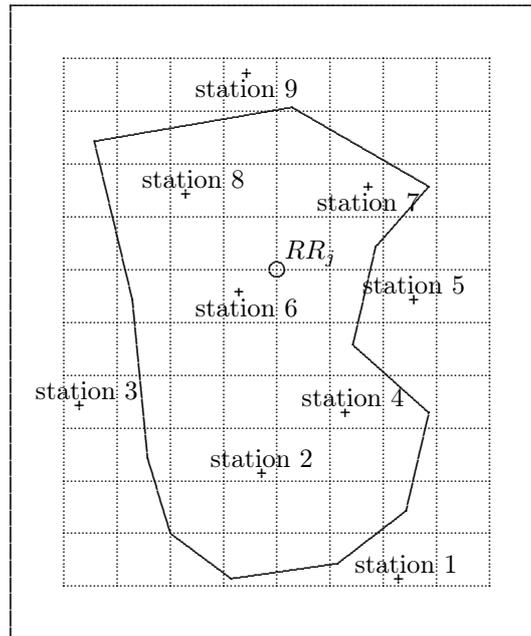


Abbildung 11.17: Topologie zur *Quadrantenmethode*

Für eine rechnergestützte Auswertung eignet sich besonders die *Quadrantenmethode*, weshalb sie nachfolgend kurz erläutert werden soll. Zu jedem Gitterpunkt (Abb. 11.17) wird ein in x- und y-Richtung variables und orthogonales Kreuz derart positioniert, daß mindestens eine Station je Quadrant für die weitere Bearbeitung zur Verfügung gestellt werden kann. Aus jedem Quadrant wird aber tatsächlich nur die Station, die zum Bezugspunkt den kürzesten Abstand aufweist, zur weiteren Berechnung herangezogen. Man umgeht also auf eine sehr einfache Art die kompliziertere Gradientenberechnung. Dies macht nur dann Sinn, wenn die Meßpunkte überwiegend außerhalb des jeweiligen Gitterflächenelementes liegen und bedeutet im Umkehrschluß, daß aus Messungen außerhalb einer Fläche auf die mögliche Niederschlagshöhe in dieser Fläche geschlossen wird.

$$RR_j = \sum_{i \geq 1}^4 \mu_{i,j} \cdot R_i \quad (11.19)$$

$$P = \frac{1}{n_R} \sum_{j \geq 1}^{n_R} RR_j \quad (11.20)$$

$$\mu_{i,j} = \left[ \frac{\frac{1}{r_i^2}}{\sum_{i \geq 1}^4 \left( \frac{1}{r_i^2} \right)} \right] \quad (11.21)$$

Die Symbole und ihre Bedeutung:

$\mu_{i,j}$ =Gewichtung des Gitterpunktes  $j$  in Referenz zur Station  $i$   
 $R_i$ =Niederschlagshöhe an der Station  $i$   
 $RR_j$ =gewichtete Niederschlagshöhe am Gitterpunkt  $j$   
 $P$ =Gebietsniederschlag  
 $r_i$ =Abstand des Gitterpunktes  $j$  von der Station  $i$   
 $n_R$ =Anzahl der Gitterpunkte

Diese Form der Berechnung des Gebietsniederschlages ähnelt in gewisser Weise der in Kapitel 2 beschriebenen Dateninitialisierung. Die Gewichtsfunktion basiert hier auf der reziproken und quadrierten Distanz zwischen Meß- und Gitterpunkt.

## Kapitel 12

# The North Atlantic Oscillation and the Arctic Oscillation

The climate of the Atlantic, the Mediterranean Basin, and the surrounding continents, exhibit considerable variability on a wide range of time scales. Paraphrasing Sir Gilbert T. Walker "we shall gradually find out the physical mechanism by which these [variability/relationship] are maintained". Indeed, understanding the physical mechanisms linked to the variability of the sea-level pressure (SLP) in the Atlantic, including the North Atlantic Oscillation (NAO, Walker), is essential to assess the likely range of climate fluctuations. Such effort will also facilitate the evaluation of negative impacts associated with possible future climate changes due to anthropogenic forcing, particularly in the Mediterranean regions with a fast increasing population.

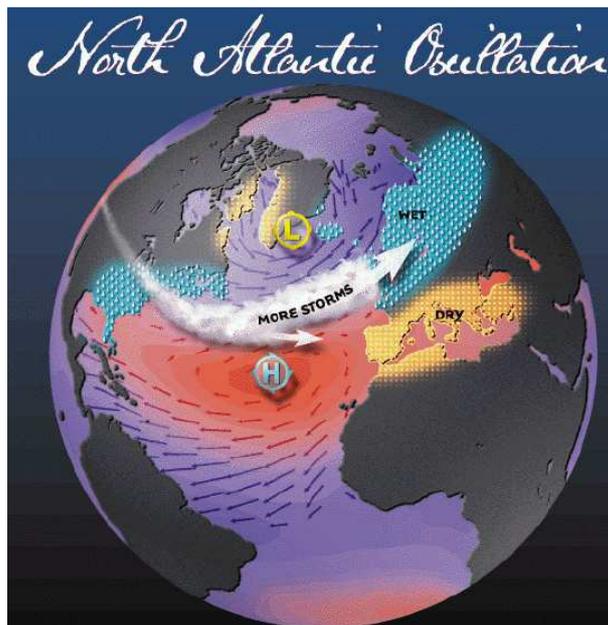


Abbildung 12.1: Positive phase of the NAO (from <http://ldeo.columbia.edu/NAO/>)

The NAO appears to be a dominant pattern of coupled ocean-climate variability. The atmospheric component of the NAO refers to a meridional oscillation with centers of action near Iceland and near the Azores. When the NAO is in a so-called positive phase (Fig. 12.1),

negative sea-level pressure anomalies are found over the Icelandic region and throughout the Arctic.

This pattern is associated with positive sea-level pressure anomalies over the Azores region. Consequently stronger than average westerlies are found across middle latitudes in the Atlantic and Western Europe. Colder winter conditions dominate the northwest Atlantic, with warmer weather over Europe, storm tracks are displaced to the north with wetter conditions from Iceland through Scandinavia and consequently drier conditions over south-western Europe and the Mediterranean Basin.

When the NAO is in a so-called negative phase (Fig. 12.2), positive sea-level pressure anomalies are found over the Icelandic region and throughout the Arctic.

This pattern is associated with negative sea-level pressure anomalies over the Azores region. Consequently weaker than average westerlies are found across middle latitudes in the Atlantic and Western Europe. Warmer winter conditions dominate the northwest Atlantic, with cooler weather over Europe, storm tracks are displaced to the south with drier conditions from Iceland through Scandinavia and consequently wetter conditions over the south-western Europe and the Mediterranean Basin.

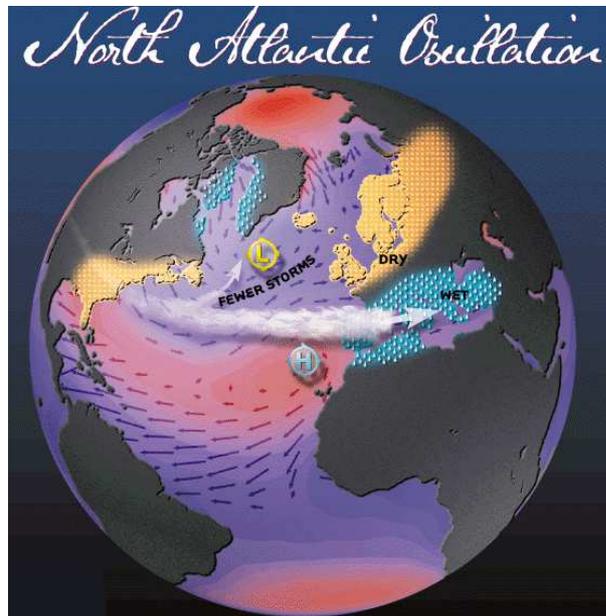


Abbildung 12.2: Negative phase of the NAO (from <http://ldeo.columbia.edu/NAO/>)

Over the past 30 years the NAO index (difference between the normalized SLP anomalies in the Azores and Iceland regions, respectively), display an unusual trend toward a more positive phase (Fig. 12.3).

At the same time the most pronounced positive NAO anomalies have occurred since winter of 1989. Interestingly enough, the trend is associated with recent climate changes over the middle and high latitudes of the Northern Hemisphere, as well as in marine and terrestrial ecosystems, such as:

- strengthened sub-polar westerlies from the surface to the stratosphere;

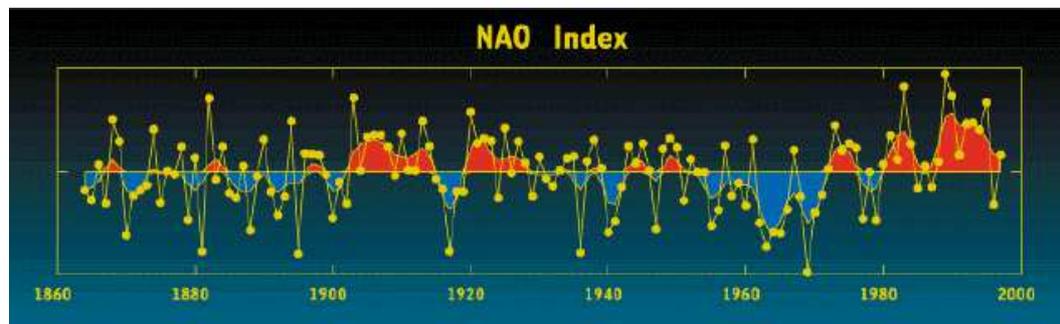


Abbildung 12.3: NAO Index since 1860 (from <http://ldeo.columbia.edu/NAO/>)

- milder winters in Europe downstream across Asia while more severe winters occur over Eastern Canada and the Northwest Atlantic;
- pronounced regional changes in precipitation with an advance of some Northern European glaciers and the retreat of some Alpine glaciers;
- changes in sea-ice cover in both the Labrador and Greenland Seas as well as over the Arctic;
- pronounced decreases in mean sea-level pressure over the Arctic;
- changes in the physical properties of Arctic sea water;
- changes in the intensity of convection in the Labrador and the Greenland-Iceland Seas which in turn influence the strength and character of the Atlantic thermohaline overturning circulation;
- stratospheric cooling over the polar, and total column ozone losses poleward of 40° N;
- changes in storm activity and shifts in the Atlantic storm track;
- increase in North Atlantic surface wave heights;
- dryer conditions in the South-West Mediterranean Basin;
- changes in production of zooplankton and the distribution of fish population;
- changes in the length of the growing season over Europe, and changes in the population dynamical processes of several terrestrial species.

All this appears to be strongly related to the recent trend in the NAO and possibly those in another oscillation, namely the Arctic Oscillation or AO ([26, *Thomson and Wallace, 1998*]), presented hereafter (Fig. 12.4).

The positive polarity of the AO (top) is characterized by a strengthening of the polar vortex from surface to the lower stratosphere. Cool winds sweep across eastern Canada while North Atlantic storms bring rain and mild temperatures to Northern Europe. Drought conditions prevail over the Mediterranean region. During the negative polarity of the AO (bottom), cool continental air plunges into the Midwestern United States and Western Europe while storms bring rainfall to the Mediterranean region.

It has also long been recognized that fluctuations in SST and the strength of the NAO are related (Bjerknes, 1964), and there are clear indications that the North Atlantic Ocean varies significantly with the overlying atmosphere ([28, *Touvre et al., 1999*]). The leading

mode of SST variability over the North Atlantic during winter consists of a pattern with a cold anomaly in the subpolar region, a warm anomaly in the middle latitudes centered off of Cape Hatteras, and a cold subtropical anomaly between the equator and 30° N (Deser and Blackmon, 1993). The emergence of this pattern is consistent with the spatial form of the anomalous surface fluxes associated with the NAO pattern ([24, *Cayan, 1992*]). (Cayan, 1992).

The low-frequency variability of the NAO in recent decades have added to the debate over our ability to detect and distinguish between natural and anthropogenic climate changes. The NAO accounts for about one third of the hemispheric interannual surface temperature variance over the past 60 winters. Since global average temperatures are dominated by temperature variability over the northern landmasses, a significant fraction of the recent warming trend in global surface temperatures can thus be explained as a response to observed changes in atmospheric circulation. If the NAO is a 'natural mode' of climate variability, one could argue that much of the recent warming does not have to be related to the build up of greenhouse gases in the atmosphere over the past century. However, this is ignoring the possibility that anthropogenic actions might influence modes of natural variability, perhaps making it more likely that one phase or another of the NAO be preferred over the other phase?

At present there is no consensus on the processes that are "responsible" for the observed low frequency variability in the NAO, including its upward trend over the past 30 years, and the linkages with the AO and stratospheric circulation. Recently, [27, *Thompson and Wallace, 2000*] suggested that the NAO might be more appropriately thought of as an annular (zonally symmetric) hemispheric mode of variability characterized by a seesaw of atmospheric mass between the polar cap and the middle latitudes in both the Atlantic and Pacific Ocean basins. They name this mode the Arctic Oscillation (AO) and showed that, during winter, its vertical structure extends deep into the stratosphere. During winters when the stratospheric vortex is strong, the AO, and consequently the NAO, tends both to be in positive phases. The signal might propagate from the stratosphere downward to the surface, so that recent trends in the tropospheric circulation over the North Atlantic could be related to processes which affect the strength of the polar vortex.

Nevertheless there is also ample evidence which shows that much of the atmospheric circulation variability in the form of the NAO arises from internal atmospheric processes. Atmospheric general circulation models (AGCMs) forced with climatological annual cycles of solar insolation and sea surface temperatures (SST), and fixed atmospheric trace gas composition, display NAO like fluctuations. Since such intrinsic atmospheric variability exhibits little temporal coherence, the low frequency variability of the NAO, evident in the ~150 year observational record, could be simply interpreted as sampling variability. It has been argued that the observed NAO record cannot be easily distinguished from a random stationary process. Moreover paleoclimate evidence suggest that NAO variability is highly intermittent and does not exhibit a preferred time scale. Nonetheless, the climate system is not stationary, so alternative hypotheses to stationarity also need to be posed. The trend in the NAO index over the past 30 years, for instance, exhibits a high degree of statistical significance relative to the background interannual variability and exceeds the interdecadal variability during the first 100 plus years of the instrumental record. Either the recent trend is a reflection of natural variability occurring on a least multi-decadal time scales, or it is a component of the global response to external forcing ([25, *Corti et al., 1999*]) ?

The role of sea ice in producing NAO/AO types of atmospheric variability is also not well understood. Changes in sea ice over both the Labrador and Greenland Seas as well as over the Arctic appear to be well correlated with the NAO, The AO and the Atlantic thermohaline circulation ([31, *Venegas and Mysak, 2000*]); ([29, *Delworth and Mann, 2000*]). The relation-

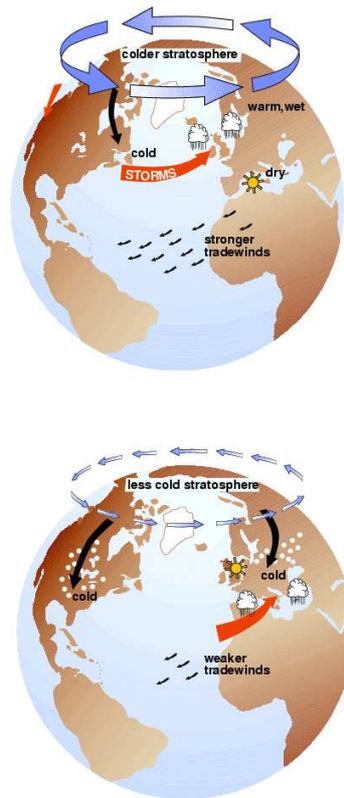


Abbildung 12.4: The Arctic Oscillation, positive phase (top), negative phase (bottom); Note the similarities between NAO and AO phases (from <http://horizon.atmos.colostate.edu/ao/>)

ship between the sealevel pressure and ce anomaly fields is consistent with the notion that atmospheric circulation anomalies force the sea-ice variations. Feedbacks or other influences of winter ice anomalies on the atmosphere and Atlantic circulation, have been more difficult to detect, although [30, *Deser et al.*, 1999] suggest that a local response of the atmospheric circulation to the reduced sea-ice cover east of Greenland in recent years is also apparent.

Finally, [32, *Watanabe and Nitta*, 1999] have suggested that land processes are responsible for decadal changes in the NAO. They find that the change toward a more positive Wintertime NAO index in 1989 was accompanied by large changes in snow cover over Eurasia and North America. Moreover, the relationship between snow cover and the NAO was even more coherent when the preceding fall snow cover was analyzed, suggesting that the atmosphere may have been forced by surface conditions over the upstream land mass.

Are the NAO and the Pacific Decadal Oscillation (PDO), signatures of the AO in the Atlantic and Pacific Oceans, respectively?

Y. Torre - Medias-France  
18, avenue E. Belin

F-31401 Toulouse Cedex 4 (France)  
E-mail: [tourre@medias.cnes.fr](mailto:tourre@medias.cnes.fr)

## Kapitel 13

# Wolkenklassifikationen



# Kapitel 14

## Der Vegetationsindex

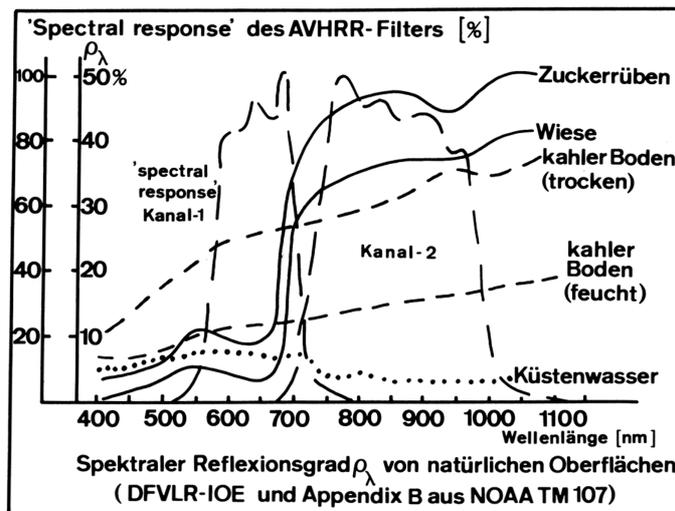


Abbildung 14.1: Spektraler Reflexionsgrad  $\rho_\lambda$  von natürlichen Oberflächen und *spectral response functions* der NOAA - AVHRR - Radiometer für Kanal 1 und 2



# Kapitel 15

## Glossar - Symbolverzeichnis

In diesem Glossar werden alle angewandten Parameter mit zugehöriger Maßeinheit, Symbole, sowie Abkürzungen und ihre Bedeutung aufgeführt und erläutert.

$A_{Ch}$	Albedo (Kanal)
$A_g$	Fläche eines beliebigen Gitternetzquadrates
(US)ASCII	Datenkodierungsformat
$A_x$	frontparallele Komponente [kn]
$A_y$	frontsenkrechte Komponente [kn]
AMRIR	Advanced Medium Resolution Imagery Radiometer
AMSU	Advanced Microwave Sounding Unit
ASDAR	Aircraft to Satellite Data Relay
AVHRR	Advanced Very High Resolution Radiometer
B	Bestimmtheit [%]
$B_x, B_y$	externe Baroklinitätsparameter, Komponenten von $\vec{v}_{th}$ [kn]
BKF	feucht-baroklines Vorhersagemodell (DWD)
BKN	genestetes feucht-baroklines Vorhersagemodell (DWD)
BLM	Boundary Layer Model (GeophysBDBw)
cdc	cloud density code
$c_F$	Zuggeschwindigkeit von Fronten [m/sec]
counts	Graustufen (z.B. in 10-Bit Datenbreite)
$C_v$	Variationskoeffizient
$C$	Kondensationsrate
$C_h$	Gattungen der hohen Wolken
$C_i$	Gattungen der tiefen Wolken
$C_l$	Gattungen der mittelhohen Wolken
CH1...5	AVHRR-Kanäle 1...5
CA	Cloud Analysis
CII	Cloud Indication Index
CTH	Cloud Top Height
CTW	Cloud Track Wind
d	Zeitskala [Tag]
D	Mittelwert der zeitlichen Abfolge
$d_{max}$	maximaler Durchmesser (Dateninitialisierung)
$D_i$	Gitterpunktwert im Intervall $i$ (Glättungsschema nach <i>Palmen</i> )
DM	Deutschland-Modell (DWD)
DMSP	Defense Meteorological Satellite Program
DWD	Deutscher Wetterdienst

$E$	Verdunstung
EM	Europa-Modell (DWD)
$EVI$	<i>Environmental Vegetation Index</i>
ECMWF	Europäisches Zentrum für Mittelfrist-Wettervorhersage
ERBE	Earth Radiation Budget Experiment
ERBI	Earth Radiation Budget Instrument
ERBS	Earth Radiation Budget Satellite
ERS-1	European Resource Satelliet 1
ESA	European Space Agency
EUMETSAT	European Organization for the Exploitation of Meteorological Satellites
EZMWF	Europäisches Zentrum für Mittelfristige Wettervorhersage
FGGE	First Global GARP Experiment
$G_{Ch}$	Gain (Kanal)
GKS/CGM	Graphisches Kernsystem/ Computer Graphik Metafile
GM	Globales Modell (DWD)
GOES	Geostationary Operational Environmental Satellite (USA)
GTS	Global Telecommunication System
GWL	Großwetterlage
GWT	Großwettertyp
h	Zeitskala [Stunde]
$H, \Phi$	Geopotential [gpm]
HIRS	High Resolution Infrared Sounder
HRPT	High Resolution Picture Transmission
$HH_{Station}$	Stationshöhe
$I_{Ch}$	Intercept (Kanal)
$I_L$	Zuordnungsversuche
IR	thermischer (Infrarot-) Kanal
L	charakteristische Längeneinheit [km]
$L(T_\lambda)$	Strahldichte [ $Wm^{-2}\mu m^{-1}sr^{-1}$ ]
LAWS	LASER Atmospheric Wind Sounder
LAWS	LASER Atmospheric Wind Sounder
LIDAR	Light Detection And Ranging
MESZ	Mitteuropäische Sommerzeit (MEZ-1h)
METEOSAT	Meteorological Satellite (ESA)
MEZ	Mitteuropäische Zeit (UTC-1h)
MLM	<i>Maximum-Likelihood</i> Methode
MSU	Microwave Sounding Unit (US)
$n$	Anzahl der Intervalle, Stationen, Parameter oder zeitlichen Abfolgen
$n_o$	Normale von $\vec{v}_{h,g}$
$n_R$	Anzahl der Gitterpunkte
N	Bedeckungsgrad
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NDVI	<b>N</b> ormalized- <b>D</b> ifference- <b>V</b> egetation <b>I</b> ndex
NESDIS	National Environmental Satellite Data and Information Center
NIR	nahes Infrarot (AVHRR Kanal 2)
NMC	National Meteorological Center
NMI	Normal Mode Initialization
NOAA	National Oceanic and Atmospheric Administration
OLR	Outgoing Longwave Radiation
$p$	Luftdruck [hPa]
$P$	berechnete Niederschlagshöhe, Gebietsniederschlag [mm]

$P_i$	Flüssigwassergehalt einer Luftsäule [mm]
PFJ	Polarfrontjet
PIDUS	Primary Data User Station
PO	Polar Orbiter
$PRI$	Precipitation Index
PVA	positive Vorticityadvektion
RMS	Root-Mean Square
$q$	spezifische Feuchte [ $\frac{gr}{kg}$ ]
$q_s$	Sättigungswert der spezifischen Feuchte [ $\frac{gr}{kg}$ ]
$Q$	Abfluß an der Erdoberfläche
$Q_L$	<i>Likelihood</i> Quotient
$r$	Korrelationskoeffizient
$r_i$	Abstand des Gitterpunktes $j$ von der Station $i$ , Referenzradius [km]
$\bar{R}$	Mittelwert von $R_i$
$R_{eff}$	Niederschlagseffektivität [%]
$R_{eff}(t)$	zeitkritische Niederschlagseffektivität [%]
$R_i$	Niederschlagshöhe im Intervall $i$ oder an der Station $i$ [mm]
$\overline{RR}$	arithmetisches Mittel des Niederschlages aus $n$ unterschiedlichen Stationen oder aus $n$ unterschiedlichen Meßwerten der gleichen Station [mm]
$RR_i$	zeitliche Abfolge im Intervall $i$ [mm]
$RR_j$	gewichtete Niederschlagshöhe am Gitterpunkt $j$ [mm]
$RR_{max}$	Maximum des Niederschlages aus Meßwerten $n$ unterschiedlicher Stationen oder aus $n$ unterschiedlichen Meßwerten der gleichen Station [mm]
SSM/I	Special Sensor Microwave/Imager
SST	Sea Surface Temperature
$RR_{Station}$	Stationsmeßwert des Niederschlages [mm]
$t$	Zeiteinheit [h]
$T$	Temperatur [ $^{\circ}C$ ]
$T_d$	Taupunkt [ $^{\circ}C$ ]
$TT_d$	Taupunktdifferenz [ $^{\circ}C$ ]
$T_4, T_3$	Strahlungstemperaturen NOAA/ AVHRR-Kanäle 4,3 [K]
$Top_{par}$	parametrisierte Topographie
$u, v$	Komponenten von $\vec{v}_h$ und $\vec{v}_{h,g}$ [m/sec]
TOVS	TIROS-N Operational Vertical Sounder
UTC	Universal Time Coordinated
UTH	Upper Tropospheric Humidity
$\vec{v}_h$	Windvektor des quasi-horizontalen nichtgeostrophischen Windes [m/sec]
$\vec{v}_{h,g}$	Windvektor des quasi-horizontalen geostrophischen Windes [m/sec]
$\vec{v}_{th}$	thermischer Wind (Scherwind) [m/sec]
$V_d$	relative zeitliche Variabilität bezogen auf D
$V_{d,r}$	relative Variabilität bezogen auf $\bar{R}$
VAS	VISSR Atmospheric Sounder
VIS	sichtbarer Spektralbereich
WL	Wetterlage
WV	Wasserdampfkanal (z.B. AVHRR Kanal 3)
$x$	Zufallsgröße
$\xi_j$	beliebiger Parameter am Gitterpunkt $j$ (z.B. Temperatur T, rel. Feuchte $\varphi$ )
$\varphi$	relative Feuchte [%]
<i>GeophysBDBw</i>	Geophysikalischer Beratungsdienst der Bundeswehr
<i>WMO</i>	Weltorganisation für Meteorologie

<i>EUMETSAT</i>	Europäische Organisation für meteorologische Satelliten
<i>NOAA</i>	National Oceanic and Atmospheric Administration, USA
$\mu$	Gewichtsfunktion
$\mu_{ij}$	Gewichtung des Gitterpunktes $j$ (in Referenz zur Station $i$ )
$\gamma$	beliebiger Stationsmeßwert (z.B. Temperatur $T$ , rel. Feuchte $\varphi$ )
$\kappa$	<i>Karman</i> - Konstante
$\vec{k}$	Einheitsvektor
$\sigma$	Standardabweichung
$\sigma_d$	Standardabweichung der zeitlichen Abfolgen
$\Theta$	potentielle Temperatur [ $^{\circ}C$ ]
$\varrho$	spezifische Dichte feuchter Luft
$\rho$	Reflexionsgrad
$\varrho_w$	spezifische Dichte des Wassers
$\omega$	= $dp/dt$
$\nabla$	Nablaoperator
$\Delta_d$	Gitternetzmaschenweite [km]
$\emptyset$	Durchmesser
$\alpha_{Front}$	Frontorientierung (gegen N-Richtung), spez. Volumen, Winkel

# Kapitel 16

## Anhang zur Satellitenmeteorologie

### 16.1 METEOSAT -Europas Wettersatellitenprogramm

Mehrere europäische Staaten betreiben seit November 1977 ein gemeinsames Programm geostationärer Wettersatelliten. Set dem erfolgreichen Start von METEOSAT-1 befindet sich mittlerweile der siebte Satellit dieser Reihe auf einer Umlaufbahn in ca. 36000 km Höhe mit der Position über dem Schnittpunkt zwischen Äquator und Nullmeridian. In dieser Höhe über der Erde bewegt sich ein Satellit mit der gleichen Winkelgeschwindigkeit wie die Erde. Da der Satellit für einen Beobachter auf der Erde scheinbar fest an einer Position steht, spricht man von einer geostationären Bahn. Von Februar 1994 bis Februar 1997 war Meteosat-5 der Satellit, der operationelle Satellitenbilder lieferte, während Meteosat-6 als einsatzbereiter Reservesatellit diente. Seit Juni 1998 ist METEOSAT-7 der operationelle Satellit, während METEOSAT-6 wieder als Reservesatellit zur Verfügung steht. METEOSAT-5 wurde Anfang 1998 in die neue Position bei 63 °E gebracht und liefert von dieser Position Bilder. EUMETSAT unterstützt damit INDOEX (*Indian Ocean Experiment*) eine umfassende Messreihe im Indischen Ozean. METEOSAT-1 bis METEOSAT-4 wurden nach Beendigung ihres operationellen Betriebes aus dem geostationären Orbit entfernt.

### 16.2 EUMETSAT - Europas Wettersatellitenorganisation

Das METEOSAT - Programm wurde 1977 mit dem Start der Prototypen der METEOSAT-Reihe durch die ESA (*European Space Agency*) im Auftrag von damals acht europäischen Staaten begonnen. Der operationelle Betrieb lag bei der ESOC, dem europäischen Betriebszentrum des ESA in Darmstadt.

Im Juni 1986 hat EUMETSAT als neue europäische Organisation für meteorologische Satelliten die Trägerschaft des METEOSAT-Programms übernommen. Ende 1995 ging der operationelle Betrieb der Satelliten von ESOC an das Kontrollzentrum vom EUMETSAT in Darmstadt über. Mittlerweile beteiligen sich 17 europäische Staaten am METEOSAT-Programm. Deutschland leistet einen finanziellen Beitrag von etwa 25 % an diesem Programm.

### 16.3 Das System der internationalen Wettersatelliten

METEOSAT ist nur ein Teil eines die Erde umspannenden Wettersatellitensystems (siehe Abb. 3.1). Im Rahmen der Welt-Wetter-Wacht (WWW) der Weltorganisation für Meteorologie (WMO) haben sich mehrere Staaten zum Betrieb einer Reihe von Wettersatelliten verpflichtet. Neben METEOSAT betreiben die USA zwei geostationäre Satelliten: GOES-E bei 75 °N und GOES-W bei 135 °W. Japan beteiligt sich mit GMS bei 140 °E und Rußland mit GOMS bei 76 °E. Zusätzlich betreiben die USA und Rußland Wettersatelliten, die in etwa 800 bis 900 km Höhe die Erde mehrmals täglich auf Umlaufbahnen, die über die Pole der Erde hinwegführen, umkreisen (polarumlaufende

Satelliten).

## 16.4 Der Aufbau von METEOSAT

METEOSAT besteht im wesentlichen aus drei übereinandergesetzten Zylindern mit einer Gesamthöhe von 3.20 m und einem maximalen Durchmesser von 2.10 m. Das Gewicht beträgt nach dem Start und zum Beginn des operationellen Betriebes 320 kg einschließlich 39 kg Treibstoff. Im unteren Zylinder befindet sich unter einer Hülle von Solarzellen zur Stromversorgung ein Radiometer, das die Erde in drei verschiedenen Spektralbereichen abtastet. An den oberen Zylindern sind verschiedene Antennensysteme angebracht. Während der Start- und Transferphase in die geostationäre Bahn ist am unteren Ende von METEOSAT ein ca. 400 kg schwerer Apogäumsmotor angebracht, der nach Erreichen der endgültigen Umlaufbahn abgetrennt wird. Hinter der Öffnung auf der Oberfläche von METEOSAT befindet sich ein System von Spiegeln, das die von der Erde empfangene Strahlung auf das Radiometer lenkt und in Daten umwandelt. Diese Daten werden über die Antenne an der Spitze zur Erde übertragen, aufbereitet und anschließend an METEOSAT zurückgesendet, um über die Antennen am mittleren Zylinder an die Nutzer der METEOSAT-Nutzer gesendet zu werden.

## 16.5 Betrieb von METEOSAT

Aus einer Höhe von ca. 36000 km erfasst METEOSAT ungefähr ein Drittel der Erdoberfläche. METEOSAT dreht sich mit 100 Umdrehungen pro Minute um seine eigene Achse und tastet dabei die Erde zeilenweise ab, beginnend am Südpol. Nach 26 Minuten ist der Nordpol erreicht und das Rohbild vollständig an das Kontrollzentrum in Darmstadt über die Empfangstation in Fucino/Italien übermittelt. Dort wird das Rohbild aufbereitet und wieder an METEOSAT geschickt, damit es anschließend die Nutzer erreicht. Vier Minuten werden zur Rückstellung des Spiegelsystems im Satelliten benötigt, anschließend beginnt die nächste Abtastung der Erde, dh. alle 30 Minuten entsteht ein neues METEOSAT-Bild.

Dabei wird die Erde in drei Spektralbereichen abgetastet:

- Sichtbarer Spektralbereich (0.5 bis 0.9  $\mu\text{m}$ )
- Wasserdampfabsorptionsband (5.7 bis 7.1  $\mu\text{m}$ ) zur Bestimmung des Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre im Höhenbereich von 5 bis 10 km
- Infraroter Spektralbereich (10.5 bis 12.5  $\mu\text{m}$ ) zur Bestimmung der Temperatur der Wolken- und Meeresoberflächen

Die Auflösung der METEOSAT-Bilder beträgt 5 km im infraroten und 2.5 km im sichtbaren Spektralbereich für einen Punkt genau senkrecht unter METEOSAT. Für Europa ist die Auflösung, bedingt durch die Erdkrümmung, etwa um den Faktor 1.5 schlechter.

## 16.6 Aufgaben von METEOSAT

Das METEOSAT-System hat eine Reihe von Aufgaben:

- Bilderstellung (alle 30 Minuten) Abtastung der Erde in drei Spektralbereichen
- Bearbeitung der Rohdaten: Aus Standort, Lage und Umdrehungsgeschwindigkeit des Satelliten wird die Korrektur der Bilder berechnet, d. h. eine geographisch einwandfreie Zuordnung der einzelnen Bildpunkte vorgenommen; Verschlüsselung eines Teils der Bilddaten
- Aussendung der Bilddaten, analog und unverschlüsselt für sog. SDUS- Empfangsanlagen (SDUS *Secondary Data User Station*) sowie digital und überwiegend unverschlüsselt für PDUS- Empfangsanlagen (PDUS *Primary Data User Station*)
- Archivierung der Bilddaten: Bei EUMETSAT in Darmstadt sind alle von METEOSAT empfangenen Bilder auf Datenträger abgespeichert

- Ableitung geophysikalischer Parameter aus den METEOSAT- Bilddaten für meteorologische Zwecke und Erstellung von Produkten wie Windvektoren, Meeresoberflächentemperaturen, relative Feuchte der oberen Troposphäre, Wolkenverteilungsanalysen, Höhe der Wolkenobergrenzen, Niederschlagsindex
- Erfassung von Daten automatischer Meßplattformen (z. B. Bojen) durch METEOSAT und Weiterleitung dieser Daten an das internationale meteorologische Telekommunikationssystem GTS
- Verteilung von Beobachtungsdaten, Wetterkarten, Vorhersagekarten, u. a. METEOSAT insbesondere an Wetterdienste in Afrika

## 16.7 Praktischer Nutzen der Satellitendaten

Im Gegensatz zu Beobachtungen von Wetterstationen, die teilweise weit voneinander entfernt sind und nicht immer kontinuierlich Wetterdaten aufnehmen, stehen Beobachtungen von Wettersatelliten flächendeckend und im Falle der geostationären Wettersatelliten auch in hoher zeitlicher Wiederholrate zur Verfügung.

Wesentlicher Nutzen der METEOSAT- Daten liegt in der Wetterüberwachung und bei der Wettervorhersage für die nächsten ein bis drei Stunden. Durch genaues Studium einer Abfolge von Bildern in Verbindung mit anderen Daten (Stationsmeldungen, Niederschlagsradar, Blitzortung) lassen sich Aussagen über die Weiterentwicklung der nächsten Stunden machen.

Der große Vorteil der Satelliten ist, daß sie auch Daten von Gebieten liefern, von welchen sonst keine oder nur ganz wenige meteorologische Messungen vorliegen, wie z. B. den Ozeanen oder Wüstenregionen. Die Daten der hochauflösenden polarumlaufenden amerikanischen NOAA- Satelliten lassen sich z. B. zur Erkennung von Nebel oder zur Erstellung von Wolkenklassifikationen nutzen. Beides spielt eine Rolle in der Wetterüberwachung, insbesondere der Flugwetterberatung.

Für die numerische Wettervorhersage spielen Satellitendaten ebenfalls eine Rolle. Da auch für Wettervorhersagen mit Computermodellen möglichst viele Ausgangsdaten benötigt werden, ergänzen die Satellitendaten die Bodenbeobachtungen und Radiosondenaufstiege, z. B. mit Windvektoren.

Windrichtung- und Stärke lassen sich aus der Verlagerung von Wolken in aufeinanderfolgenden Satellitenbildern erkennen. Im infraroten Spektralbereich (IR) mißt der Satellit die Wärmestrahlung der Erde und der Wolken. Aus der abgeleiteten Temperatur lassen sich Temperaturen der Meeresoberflächen und Wolkenoberflächen bestimmen. Aus der Temperatur der Wolkenoberfläche kann man wiederum auf die Höhe der Wolke schließen. Außerdem lassen sich der Bedeckungsgrad und die Art der Wolken bestimmen. Auch kann der Feuchtegehalt der Atmosphäre in 5 bis 10 km Höhe aus dem Wasserdampfkanal von METEOSAT ermittelt werden.

Die von der Sonne ausgehende und von der Erde und ihrer Atmosphäre wieder in den Weltraum hinausgehende Strahlung bestimmen den Energiehaushalt der Erde. METEOSAT- Daten helfen einzelne Komponenten der Energiebilanz zu berechnen.

Satellitendaten lassen sich auch in anderer Weise nutzen. Die Bilder, die von METEOSAT alle 30 Minuten aufgenommen werden, lassen sich zu einem Film zusammensetzen. Diese Zeitrafferaufnahmen zeigen eindrucksvoll die Entwicklung von Wettersystemen und sind für die Wetterüberwachung notwendig (z. B. Erkennung von neuentwicklungen von Tiefdruckgebieten, Gewitterentwicklungen oder zur Überwachung von tropischen Stürmen). Außerdem werden solche Filme im Fernsehen zur Verdeutlichung des aktuellen Wetters gezeigt.

Wettersatelliten tragen durch ihre Messungen dazu bei, die Kenntnisse über Vorgänge in der Atmosphäre sowie die Überwachung und Vorhersage des Wetters zu verbessern. So können z. B. gefährliche Wettererscheinungen frühzeitig erkannt und damit Schäden durch Katastrophen verhindert oder gemildert werden.

## 16.8 Zukunft

Die derzeitige METEOSAT- Reihe wurde mit dem Start von METEOSAT-7 abgeschlossen. METEOSAT-7 ist seit Juni 1998 im operationellen Betrieb. Der Nachfolgesatellit steht vor dem Start: METEOSAT *Second Generation* (MSG). Dieser Satellit wird mit 12 Spektralkanälen alle 15 Minuten Bilder in einer höheren Auflösung von der Erde machen.

Wie jetzt schon Auswertungen von amerikanischen Satelliten zeigen, die bereits mit neuen Systemen arbeiten, lassen sich deutlich mehr Informationen aus diesen Satelliten ableiten, die die Wetterüberwachung und -vorhersage verbessern werden. Auch werden die MSG-Daten zur Bereitstellung genauerer Klima- und Umweltdaten beitragen. Außerdem werden Untersuchungen über Vegetation, Niederschlag, Wolkenstatistik, Strahlungsbilanz uva. in einer hohen zeitlichen und räumlichen Auflösung möglich sein.

## 16.9 NOAA Bildsequenz vom 6. Oktober 1990



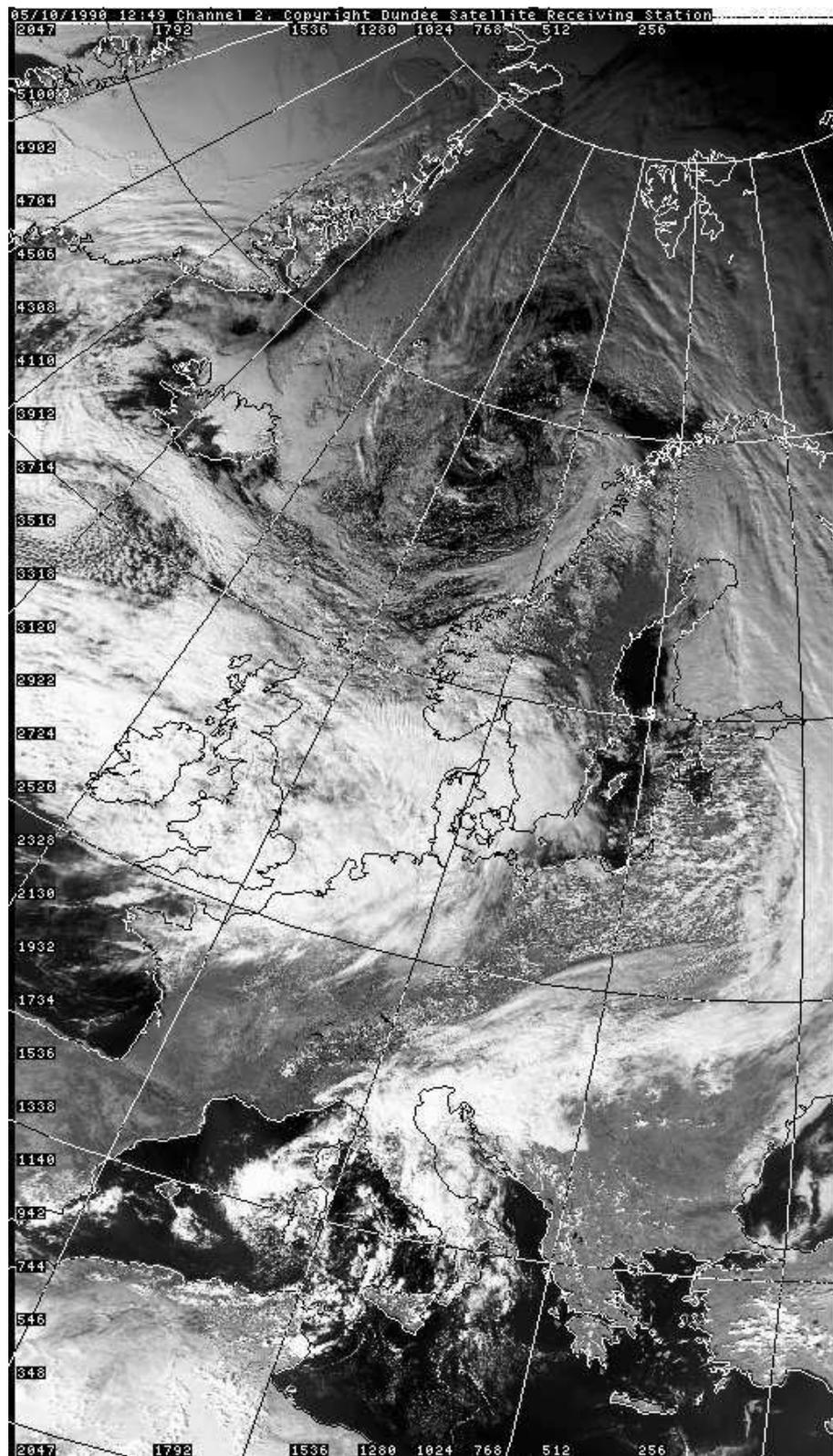


Abbildung 16.2: 5. Oktober 1990, AVHRR, CH2, 12:49 UTC , Dundee Sytellite Receiving Station

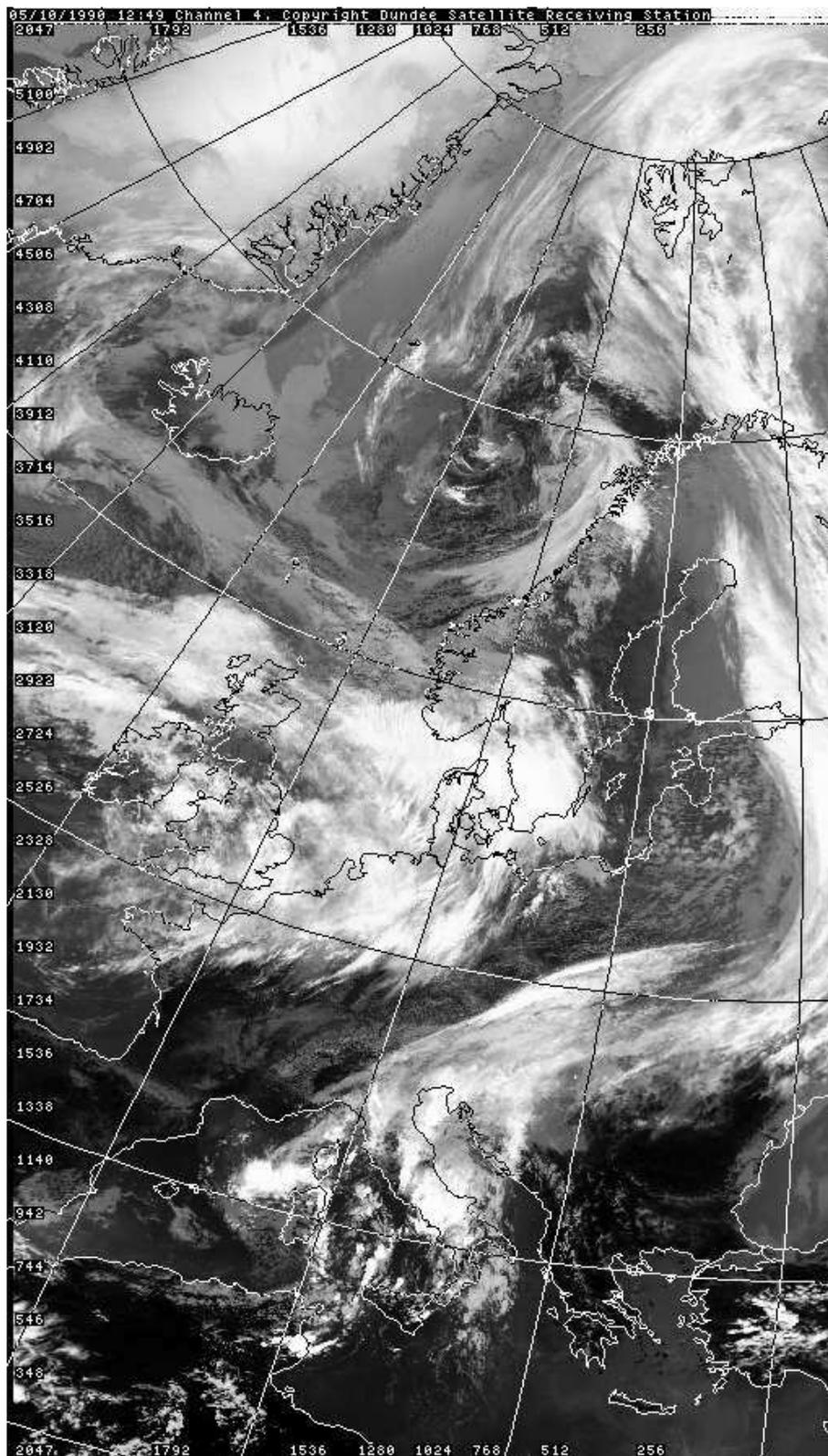


Abbildung 16.3: 5. Oktober 1990, AVHRR, CH4, 12:49 UTC , Dundee Sytellite Receiving Station

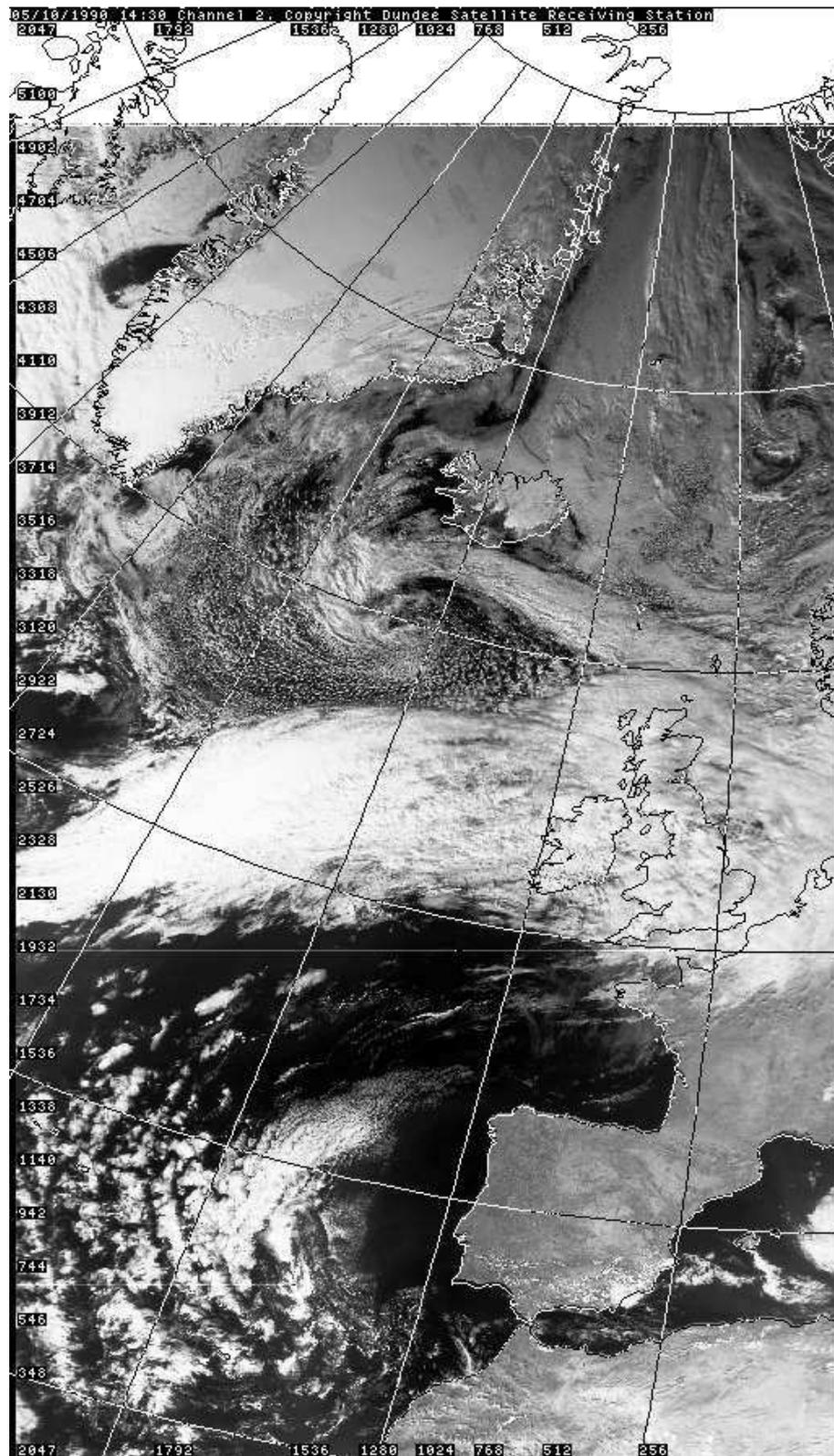


Abbildung 16.4: 5. Oktober 1990, AVHRR, CH2, 14:30 UTC , Dundee Sytellite Receiving Station

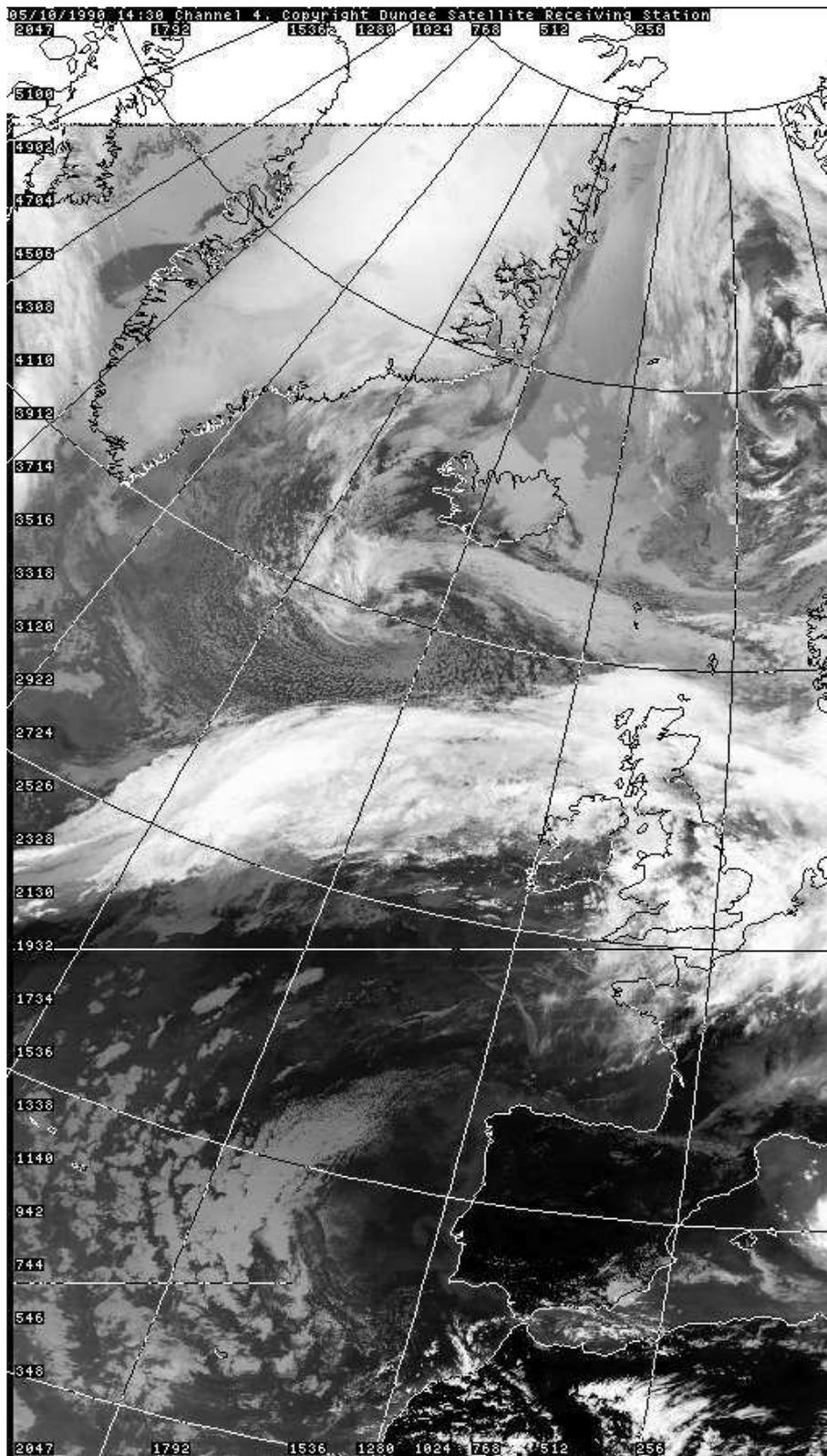


Abbildung 16.5: 5. Oktober 1990, AVHRR, CH4, 14:30 UTC , Dundee Sytellite Receiving Station

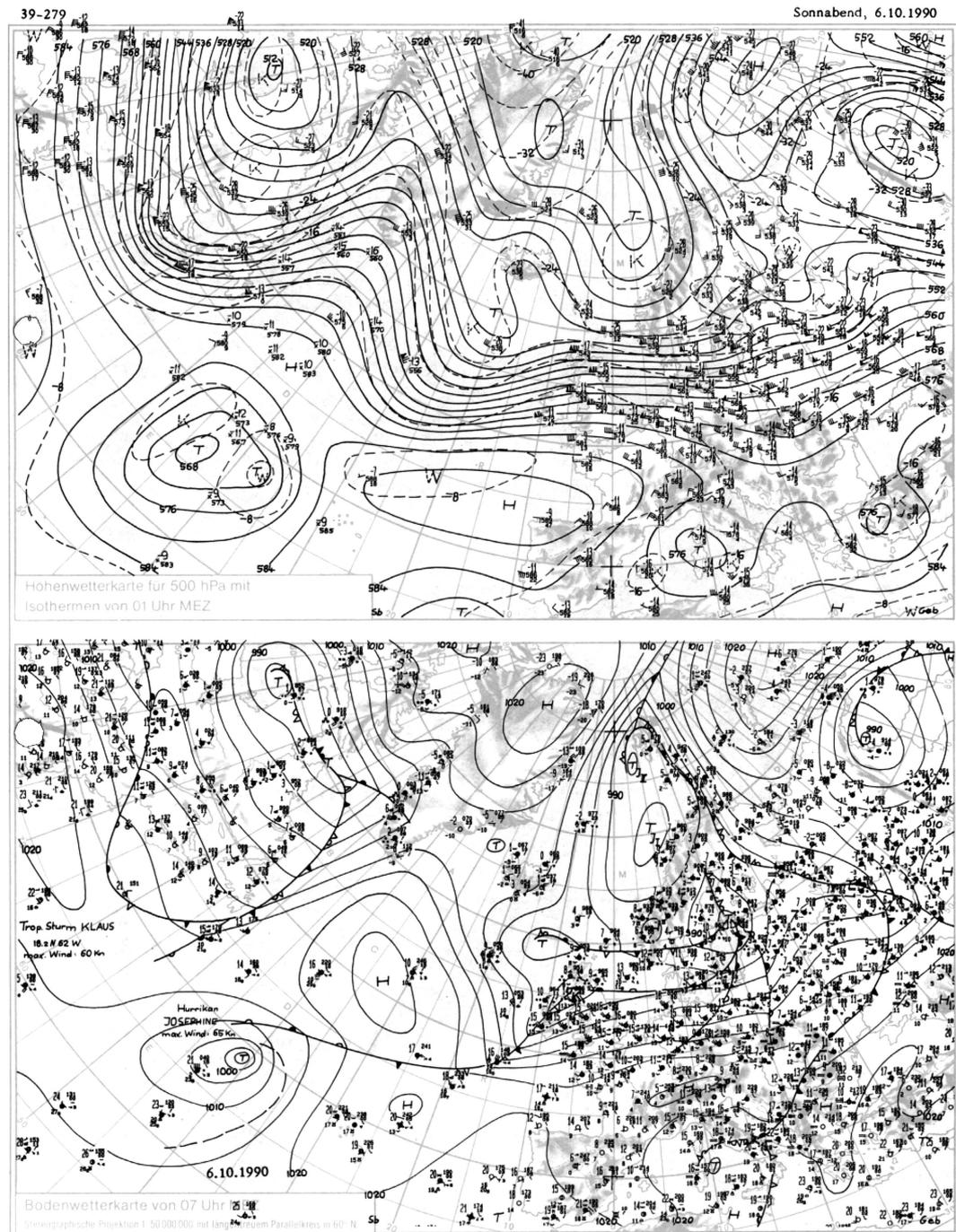


Abbildung 16.6: 6. Oktober 1990, Berliner Wetterkarte, 500 hPa Analyse, 00 UTC (oben) und Bodenanalyse, 06 UTC (unten)

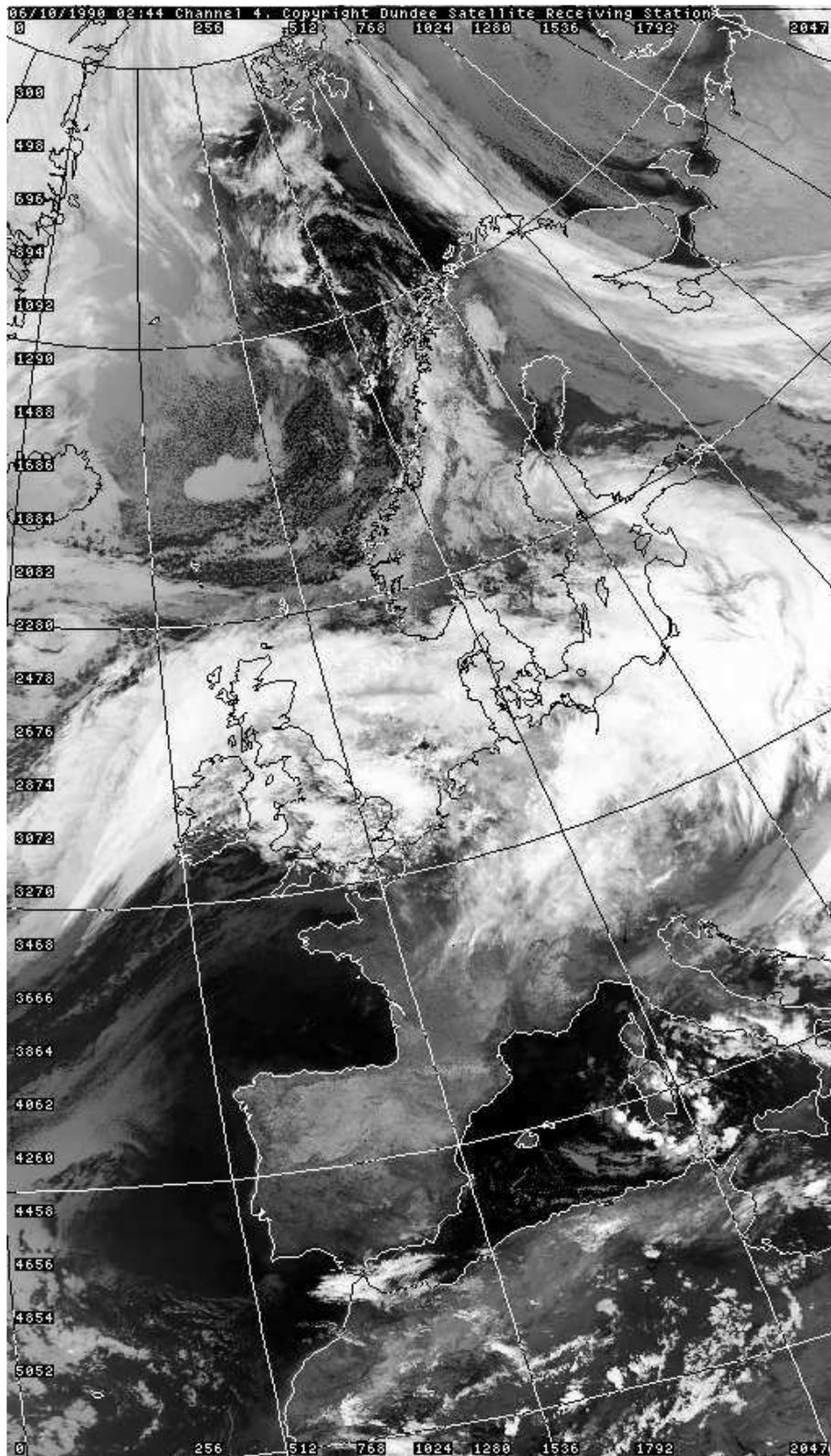


Abbildung 16.7: 6. Oktober 1990, AVHRR, CH4, 02:44 UTC , Dundee Sytellite Receiving Station

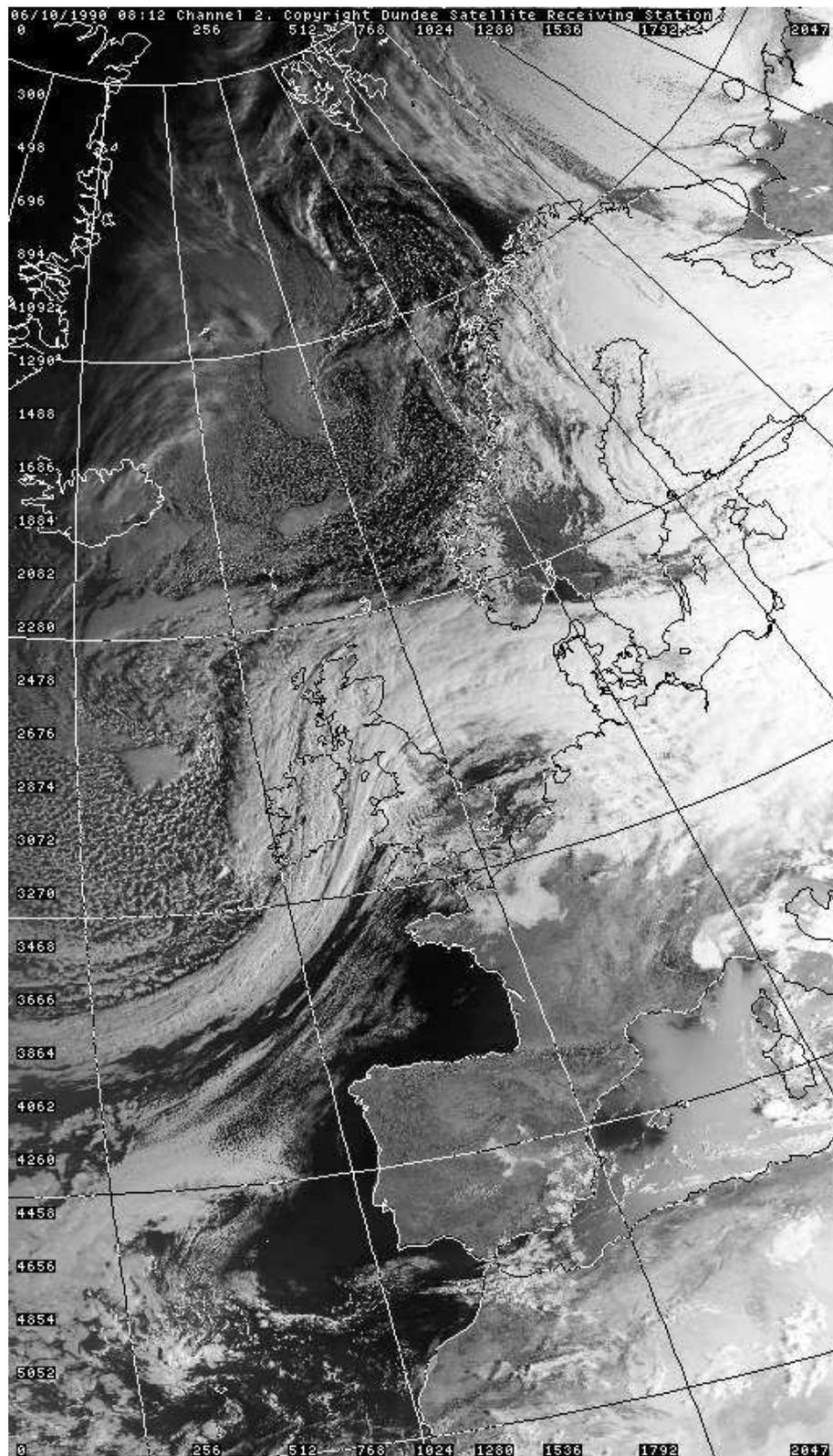


Abbildung 16.8: 6. Oktober 1990, AVHRR, CH2, 08:12 UTC , Dundee Sytellite Receiving Station

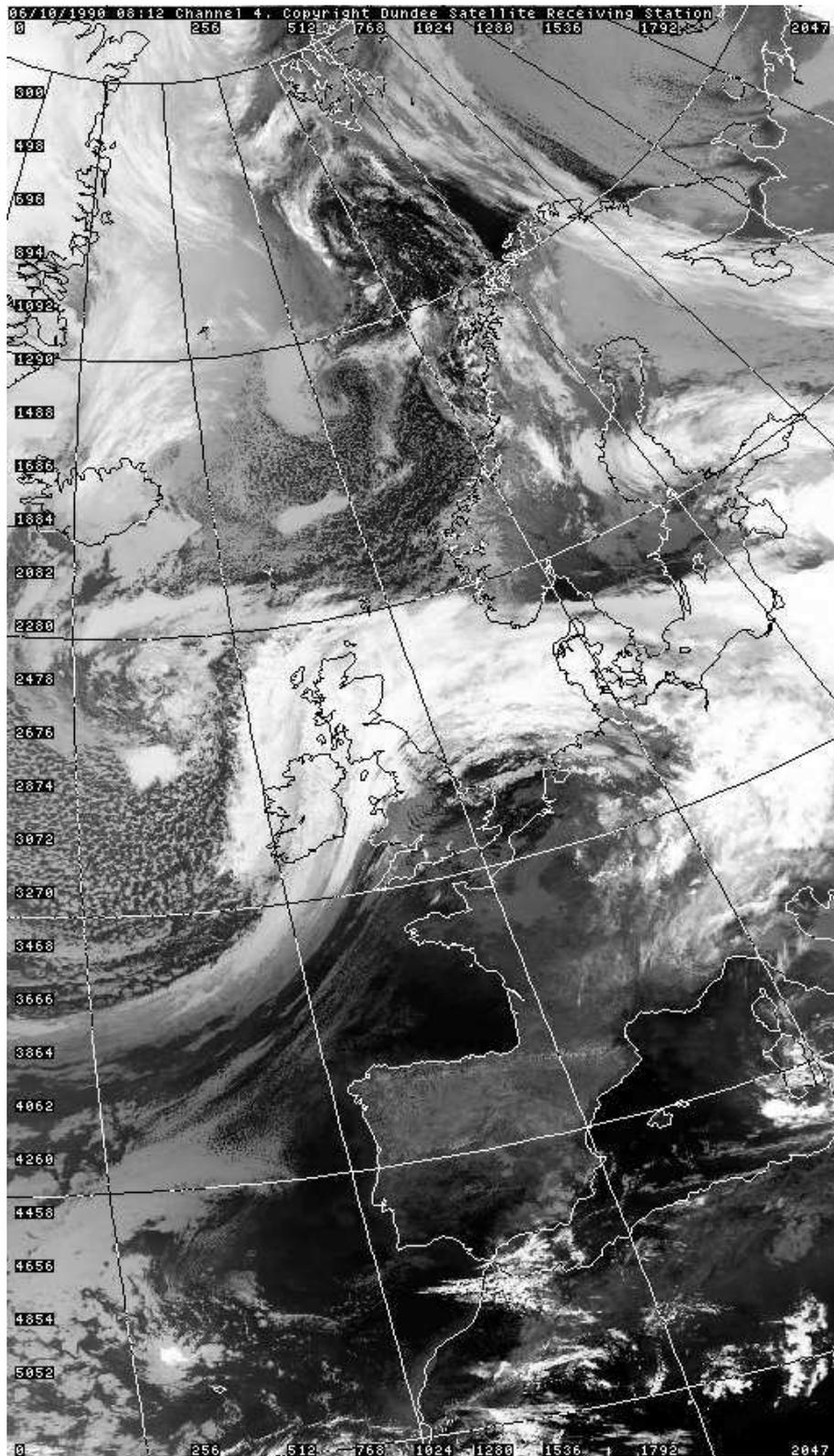


Abbildung 16.9: 6. Oktober 1990, AVHRR, CH4, 08:12 UTC , Dundee Sytellite Receiving Station

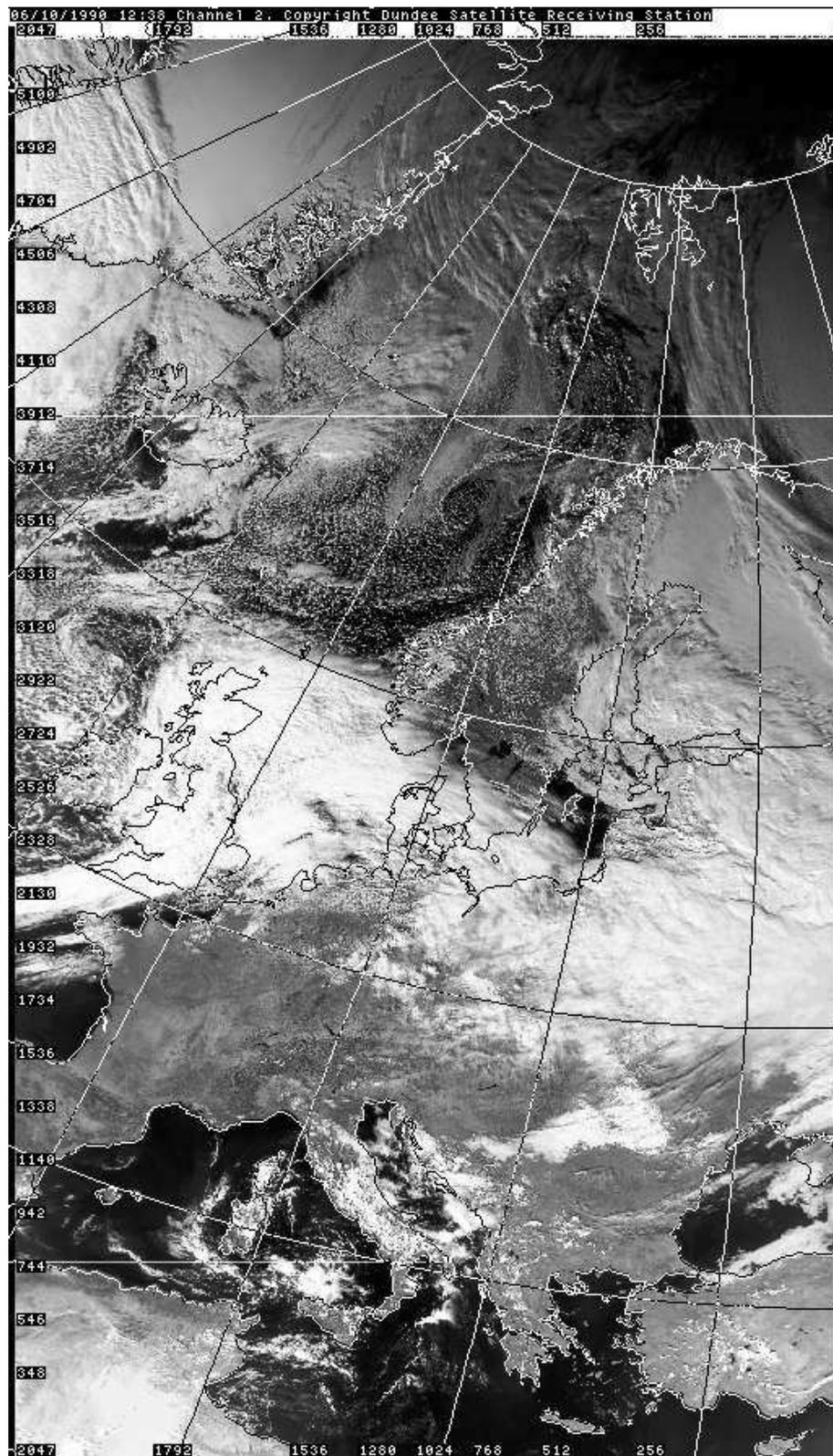


Abbildung 16.10: 6. Oktober 1990, AVHRR, CH2, 12:38 UTC , Dundee Sytellite Receiving Station

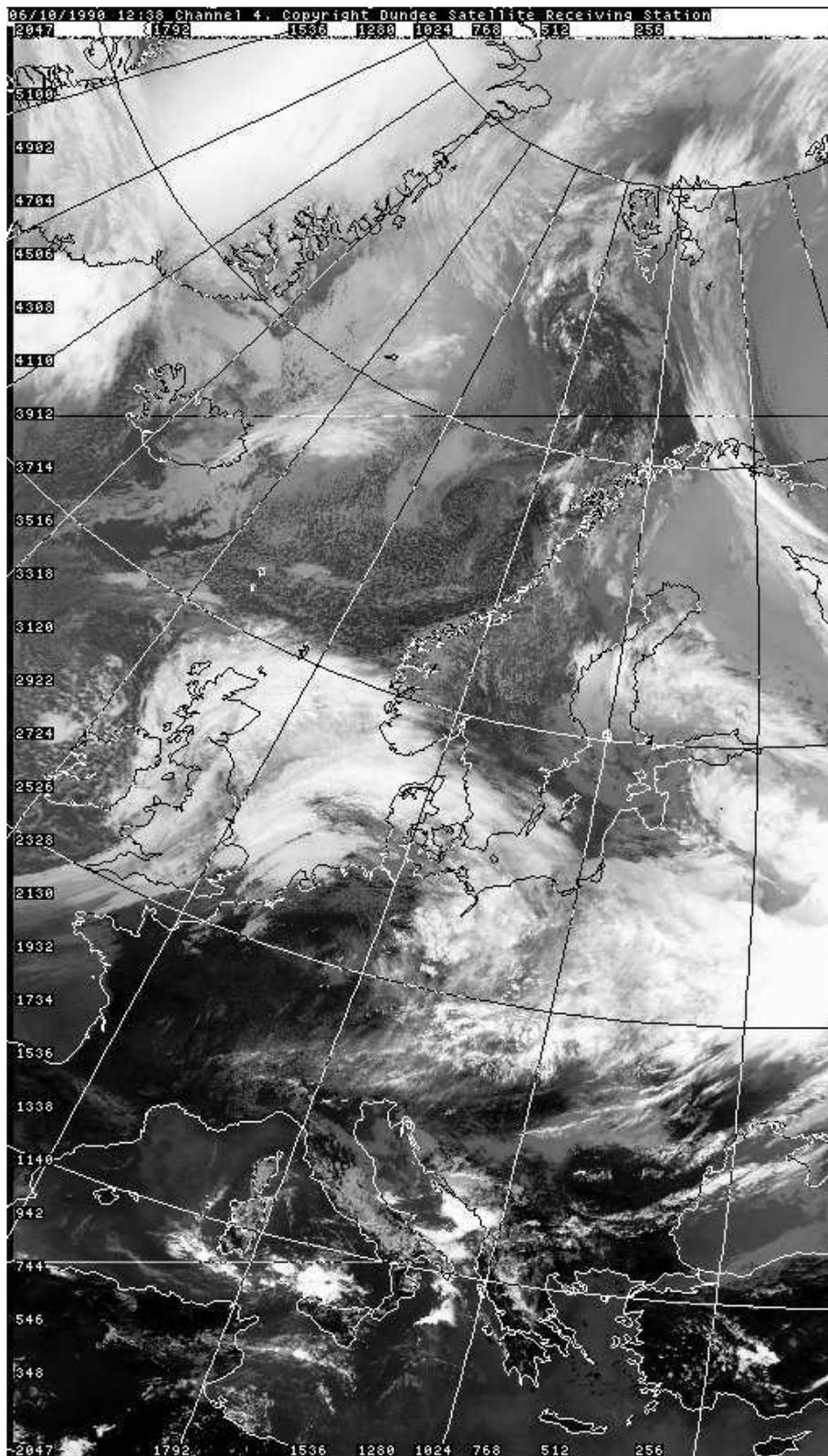


Abbildung 16.11: 6. Oktober 1990, AVHRR, CH4, 12:38 UTC , Dundee Sytellite Receiving Station

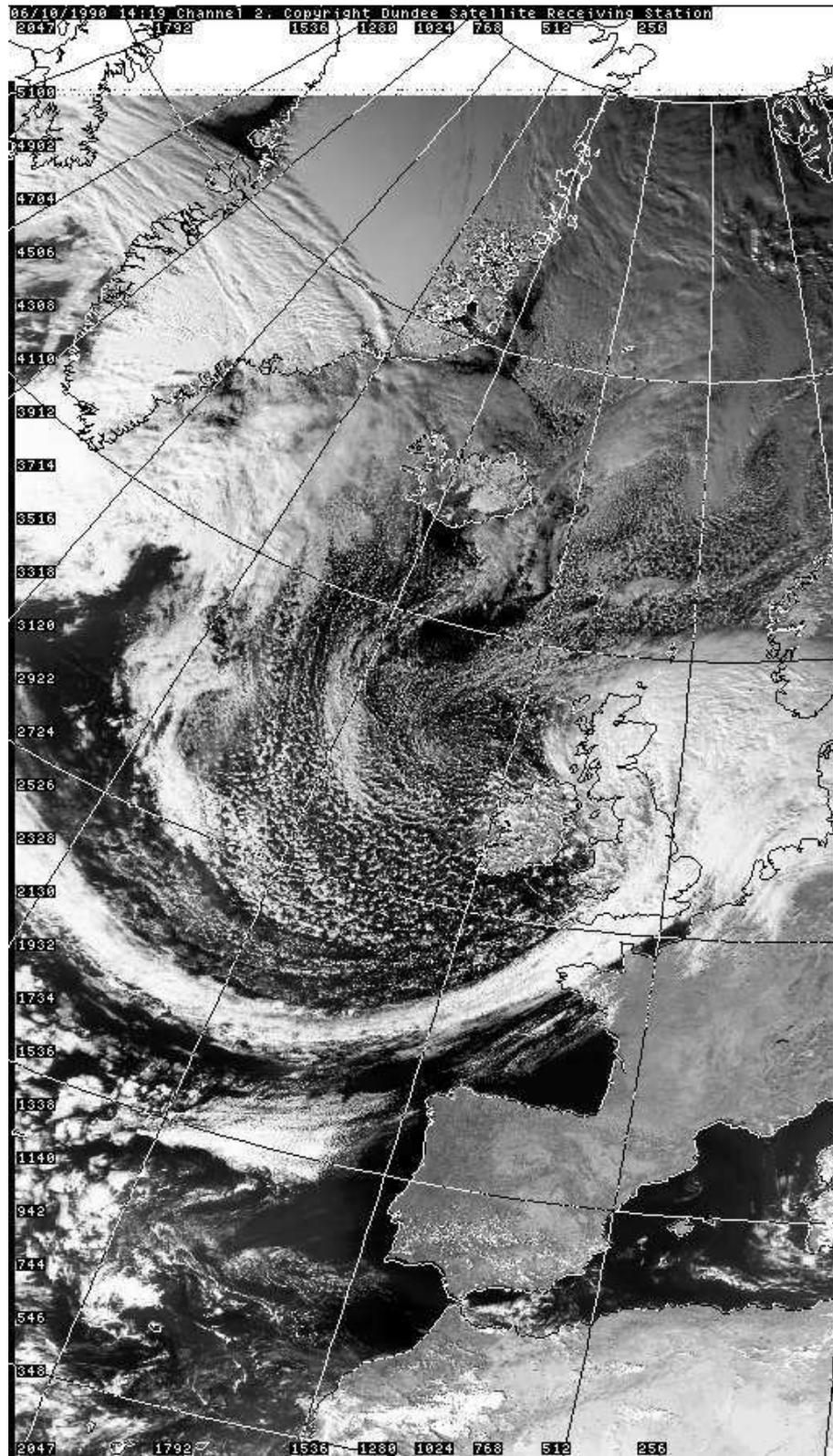


Abbildung 16.12: 6. Oktober 1990, AVHRR, CH2, 14:19 UTC , Dundee Sytellite Receiving Station

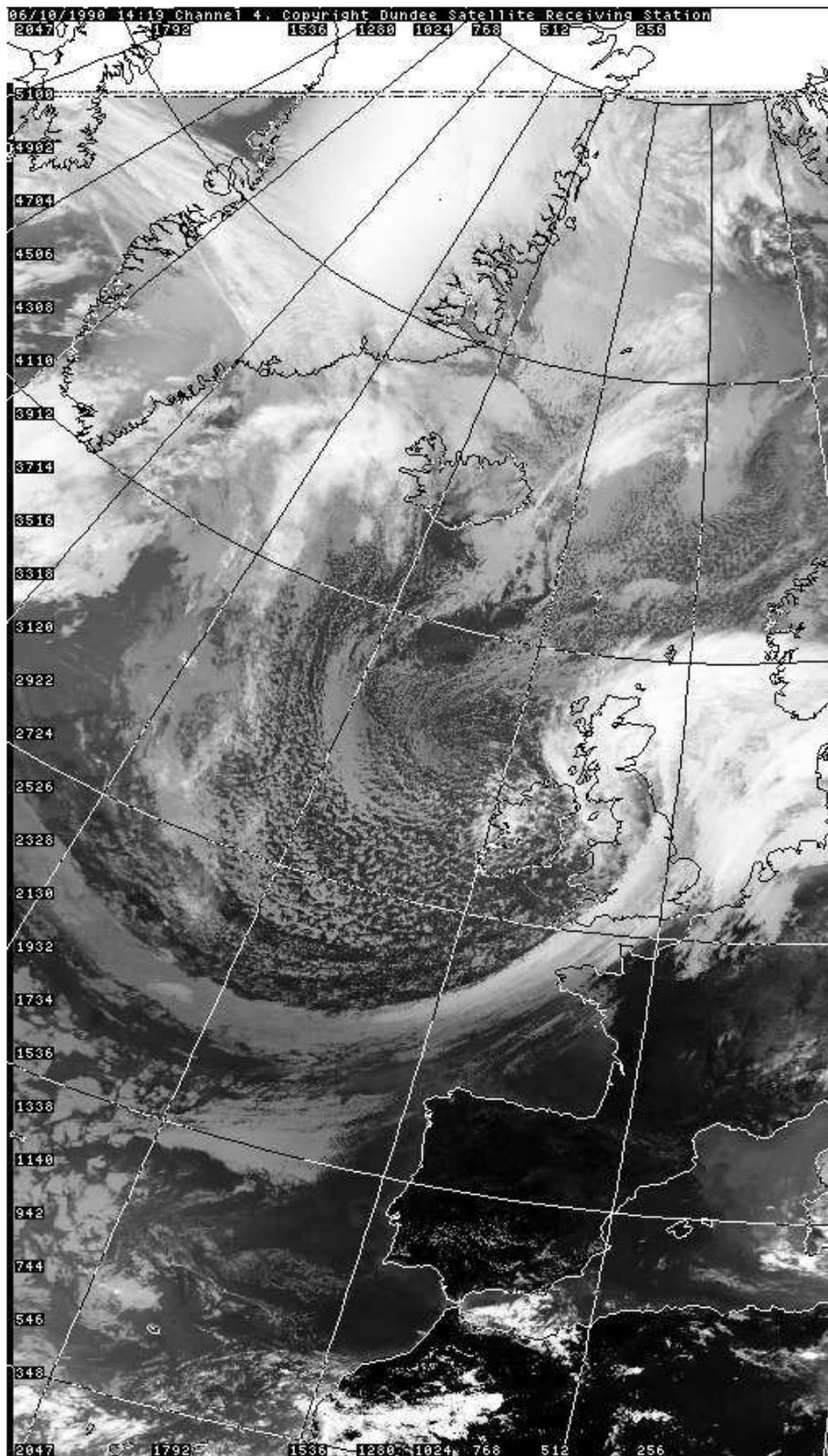


Abbildung 16.13: 6. Oktober 1990, AVHRR, CH4, 14:19 UTC , Dundee Sytellite Receiving Station

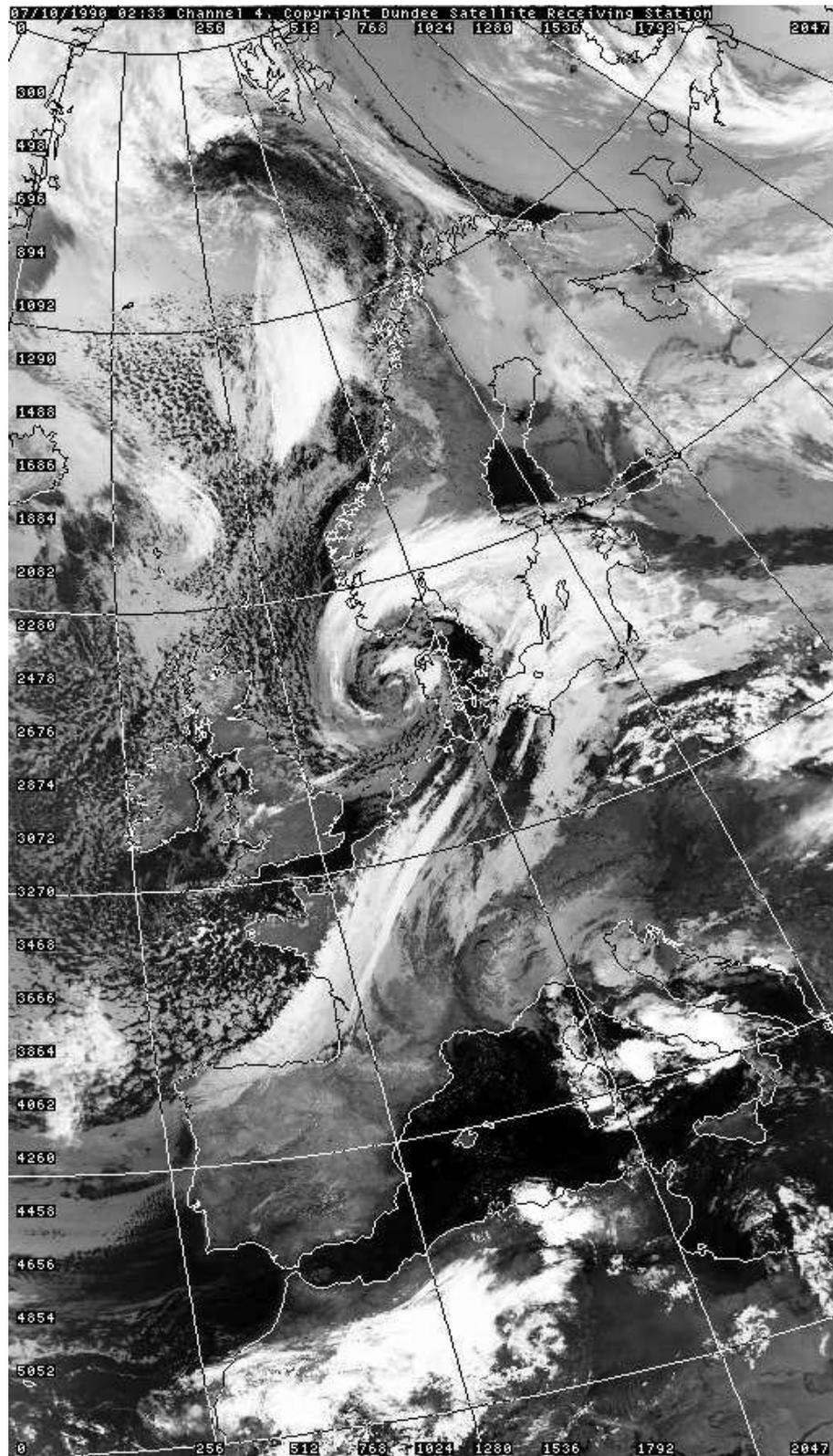


Abbildung 16.14: 7. Oktober 1990, AVHRR, CH4, 02:33 UTC , Dundee Sytellite Receiving Station

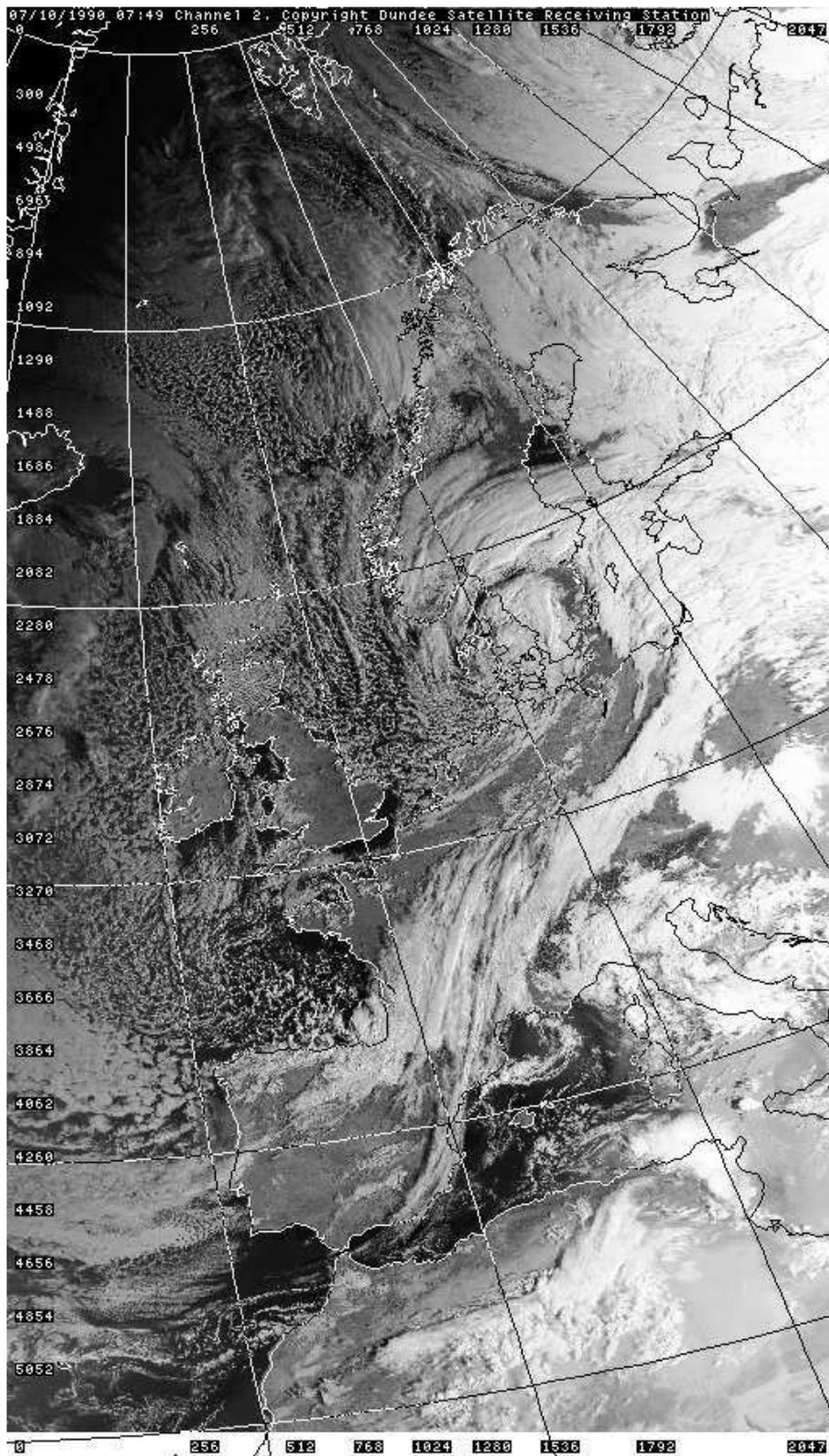


Abbildung 16.15: 7. Oktober 1990, AVHRR, CH2, 07:49 UTC , Dundee Sytellite Receiving Station

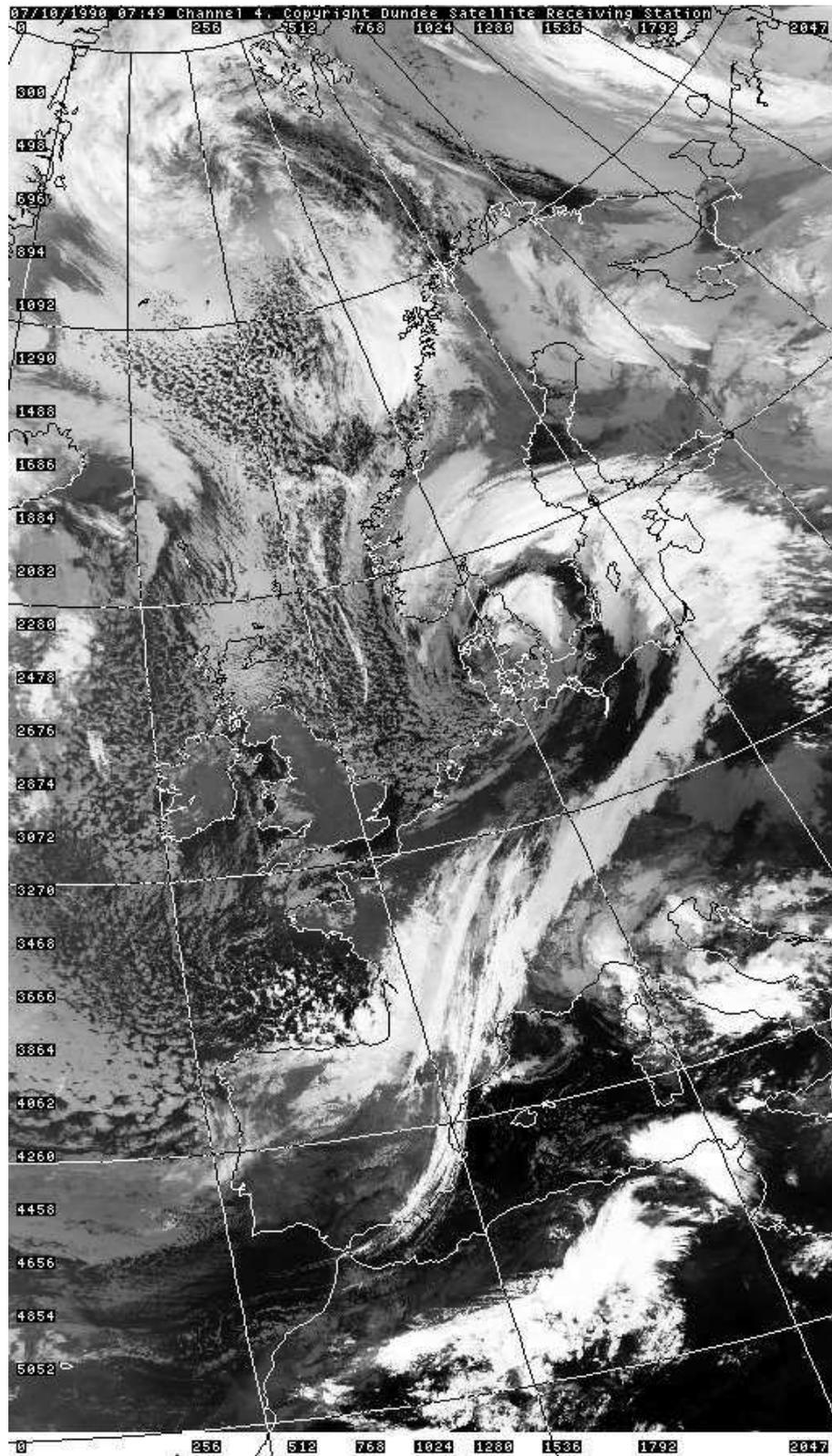


Abbildung 16.16: 7. Oktober 1990, AVHRR, CH4, 07:49 UTC , Dundee Sytellite Receiving Station

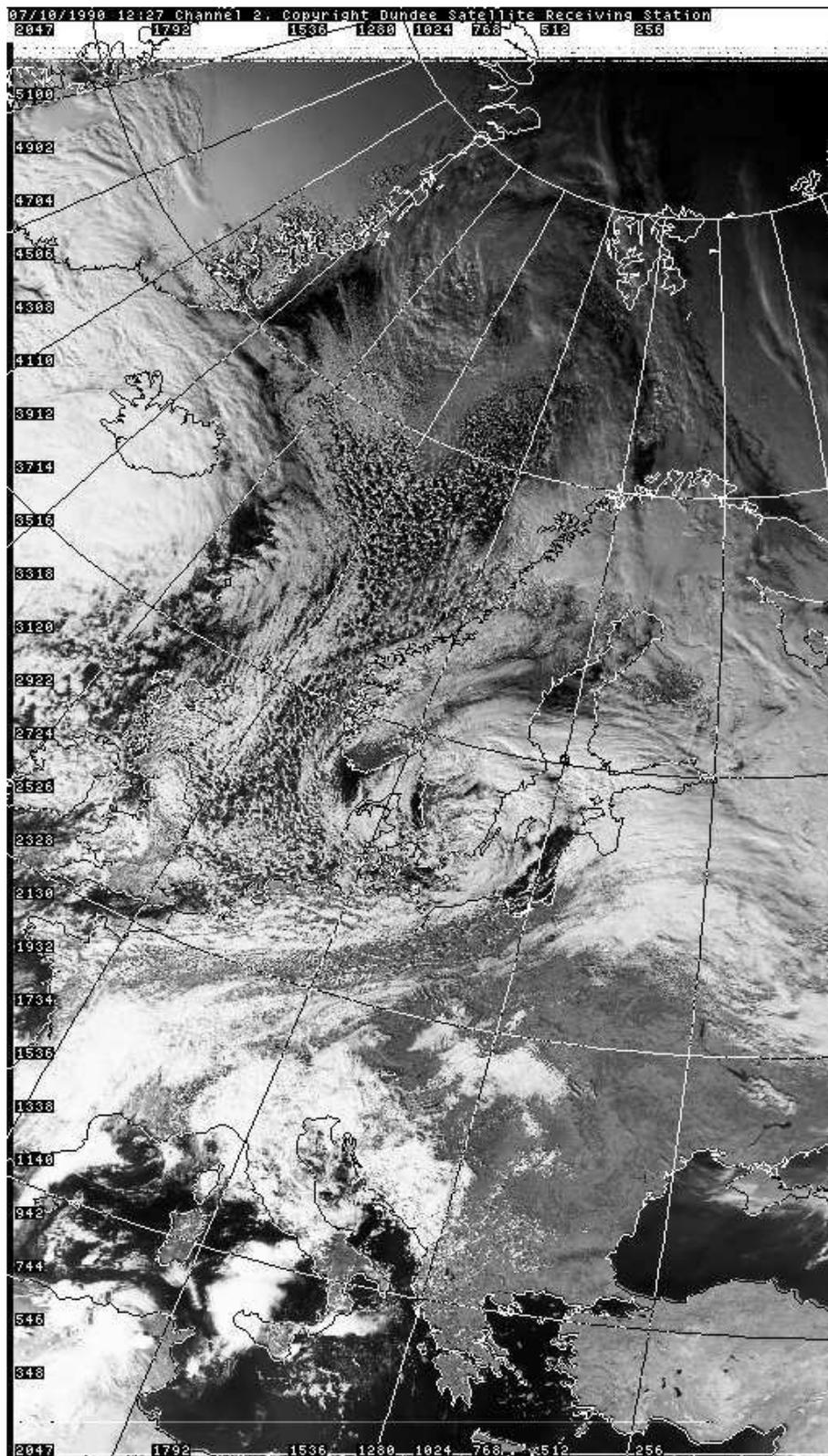


Abbildung 16.17: 7. Oktober 1990, AVHRR, CH2, 12:27 UTC , Dundee Sytellite Receiving Station

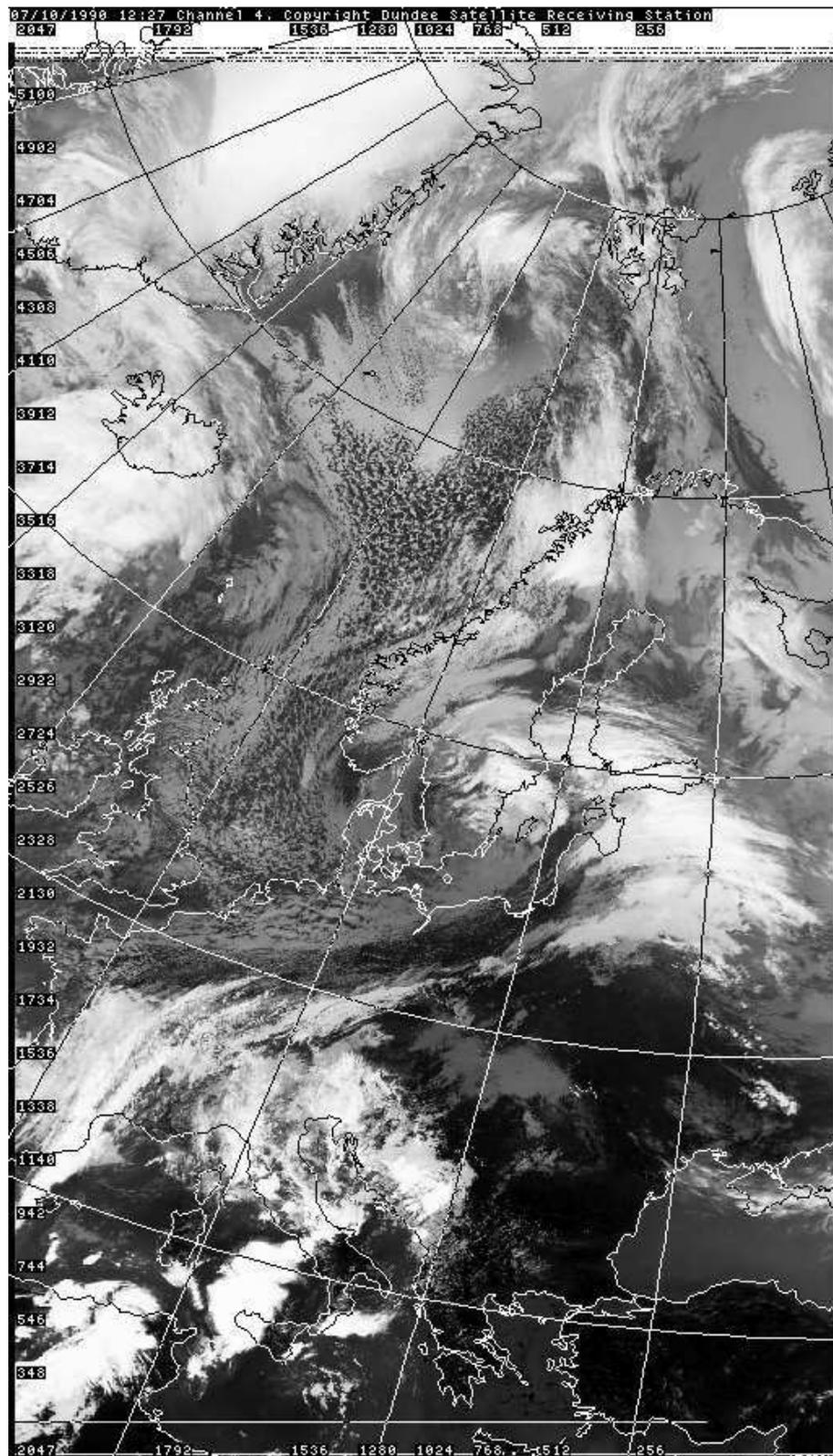


Abbildung 16.18: 7. Oktober 1990, AVHRR, CH4, 07:49 UTC , Dundee Sytellite Receiving Station

# Literaturverzeichnis

- [1] Kurz M., 1990. *Synoptische Meteorologie*. Leitfäden für die Ausbildung im DWD, Deutscher Wetterdienst Offenbach, Selbstverlag, Band 8, 197 Seiten. ISSN 0459-0236, ISBN 3-88148-262-8.
- [2] Pichler H., 1986. *Dynamik der Atmosphäre*. Wissenschaftsverlag Bibliographisches Institut (BI), Mannheim. 459 Seiten. ISBN 3-411-03141-7.
- [3] Scherhag R., 1949. *Neue Methoden der Wetteranalyse und Wetterprognose*. Springer Verlag, Berlin.
- [4] Fortak H., 1971. *Meteorologie*. Das Wissen der Gegenwart, Band Nr. 20, Carl Habel Verlagsbuchhandlung, Berlin und Darmstadt, 288 Seiten. ISBN 3-87179-032-X.
- [5] ESA, 1984. *Nowcasting II: Mesoscale observations and very-short-range weather forecasting*. Proceedings of the 2nd International Symposium on Nowcasting, Norrköping, Sweden. 3-7 September 1984. European Space Agency, ESA SP-208, Paris CEDEX.
- [6] Palmen E., Newton C., 1969. *Atmospheric circulation system*. Academic Press, New York and London.
- [7] Reiter E. J., 1961. *Die Meteorologie der Strahlströme < Jet Streams >*, Springer Verlag Wien. 473 Seiten.
- [8] WMO. *Res. 25 (EC - IX) der Kommission für Aerologie*.
- [9] Matthews D., 1984. *Automatic analysis and nowcasting of mesoscale convective systems. NOWCASTING II, mesoscale observations and very-short-range weather forecasting*. ESA SP-208, Paris. Seiten 31-36.
- [10] Bjerknes J., Holmboe J. 1944. *On the theory of cyclones*. Journal of Meteorology, 1. Seiten 1-22.
- [11] Kidder Stanley Q., Vonder Haar Thomas H. 1995. *Satellite Meteorology (An Introduction)*. Academic Press, San Diego. 466 Seiten.
- [12] Wiin-Nielsen A., 1973. *Compendium of Meteorology*. Volume I, Part 1. Dynamic Meteorology, WMO, Number 364.
- [13] Sutcliffe R.C., 1947. *A contribution to the problem of development*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society. Volume 73. Seiten 370 - 383.
- [14] Geleyn J.-F., Preuss, H.J. , 1983. *A new data set of satellite-derived surface albedo values for operational use at ECMWF*. Archive Meteor. Geophys. Bioclimatology. Serie A, Volume 32. Seiten 353 - 359.
- [15] Smith L.D., Von Der Haar T.H. , 1988. *Temporal variability of the outgoing infrared flux from NFOV daily data: Comparison between NOAA and NIMBUS-7 polar orbiting satellites* . Preprint. Anaheim/ Calif, USA. Seiten 142 - 147.
- [16] Slingo J.M. , 1984. *Cloud cover experimentation with ECMWF model*. ECMWF Workshop 1984 on *Cloud cover parameterisation in numerical models*. Reading, UK. 26 - 28 November 1984.
- [17] Gandin L.S. , 1984. *Objective Analysis of meteorological fields*. Gidrometeorologicheskoe Izdatel'stvo, Leningrad. Translated from Russian, Israel Program for Scientific Translations, Jerusalem, 1965. 242 Seiten.
- [18] Hollingsworth A. , 1986. *Objective Analysis for numerical weather prediction*. ECMWF Research Department Memorandum No. 128. Reading, UK. 91 Seiten.

- [19] Hollingsworth A., Horn J., Uppala S., 1988. *Verification of FGGE assimilations of the tropical windfield; the effect of model and data bias*. ECMWF Research Department Memorandum No. 145. Reading, UK. 43 Seiten.
- [20] Chedin A., Scott N.A., Wahiche C., Mouliner P., 1985. *The Improved Initialization Inversion Method: A high resolution physical method for temperature retrievals from satellites of the TIROS-N series*. Journal of Climate and Applied Meteorology, Vol. 110. pp 128-143.
- [21] Kelly G., 1988. *Theory of retrieval methods*. ECMWF Seminar on data assimilation and the use of satellite data. Reading, UK. 5-9 September 1988.
- [22] Santurette P., 2000. *La formation des tempêtes*. MET/MAR, Météorologie Maritime, No.187, juin 2000. pages 6-11. Météo-France, Revue MET/MAR, F-75340 Paris Cedex 07.
- [23] WMO, 2002. *Bulletin*. World Meteorological Organization, Bulletin, Volume 51, No. 3, July 2002. Geneva, Switzerland.
- [24] Cayan D. R., 1992. *Latent and sensible heat flux anomalies over the northern oceans: the connection to monthly atmospheric circulation*. Journal of Climate, Vol. 5; pages 354-369.
- [25] Corti S., Molteni F. and Palmer T. N., 1999. *Signature of recent climate change in frequencies of natural atmospheric circulation regimes*. Nature, Vol. 398; pages 799-802.
- [26] Thomson D. W. J. and Wallace J. M., 1998. *The arctic oscillation signature in the wintertime geopotential height and temperature fields*. Geophysical Research Letters, Vol. 25; pages 1297-1300.
- [27] Thomson D. W. J. and Wallace J. M., 2000. *Annual modes in the extratropical circulation, Part 1: Month-to-month variability*. Journal of Climate, Vol. 13; pages 1000-1016.
- [28] Tourre Y. M., Rajagopalan B. and Kushnir Y., 1999. *Dominant patterns of climate variability in the Atlantic Ocean region during the last 136 years*. Journal of Climate, Vol. 12; pages 2285-2299.
- [29] Delworth T. L. and Mann M., 2000. *Observed and simulated multi-decadal variability in the Northern Hemisphere*. Journal of Climate and Dynamics, Vol. 16; pages 661-676.
- [30] Deser C., Walsh E. and Timlin M. S., 1999. *Arctic sea ice variability in the context of recent wintertime atmospheric circulation trends*. Journal of Climate, Vol. 13; pages 617-633.
- [31] Venegas S. A. and Mysak L. A., 2000. *Is there a dominant timescale of natural climate variability in the Arctic?* Journal of Climate, Vol. 13; pages 3412-3434.
- [32] Watanabe M. and Nitta T., 1999. *Decadal changes in the atmospheric circulation and associated surface climate variations in the Northern hemisphere winter*. Journal of Climate, Vol. 12; pages 494-510.
- [33] Wiesner C., 1970. *Hydrometeorology*. Chapman and Ltd., London. 232 Seiten.
- [34] Malberg H., 1973. *Vorlesungsskript zur Synoptischen Meteorologie*. Freie Universität Berlin.
- [35] Malberg H., Frattesi G., Röder W., 1978. *Ein einfacher Ansatz für eine objektive, lokale Böenvorhersage*. Meteorologische Rundschau, Vol. 31, No. 2. Seiten 37-41.
- [36] Malberg H., Niketta K., 1991. *Mittlerer Verlauf bode Parameter bei Kaltfrontdurchgängen im norddeutschen Binnenland*. Meteorologische Rundschau, Vol. 44, No. 6. Seiten 173-180.
- [37] Palmén E., Holopainen E.O., 1962. *Divergence, vertical velocity and conversion between potential and kinetic energy in an extratropical disturbance*. Geophysics, 8.
- [38] Rogers R., Yau M., 1989. *A short course in cloud physics*. Pergamon Press, Oxford. 293 Seiten.
- [39] Palmén E., 1958. *Vertical circulation and release of kinetic energy during the development of hurricane HAZEL into an extratropical storm*. Tellus, Vol. 10, number 1.
- [40] Fleer H., Franke W., Lecher K., 1986. *Möglichkeiten der Niederschlagsvorhersage für hydrologische Zwecke*. IHP/OHP-Berichte, Heft 7, Deutsches IHP/OHP-Nationalkomitee.
- [41] Petterssen S., 1956. *Weather Analysis and Forecasting*. Volume 1, 2. New York. McGraw-Hill.