

**Berichte**  
des  
**Deutschen Wetterdienstes**

**Nr. 127**  
(Band 17)

DK 551.511.3 : 551.515.11 : 551.509.31

**Synoptik und Energetik der Hamburger  
Sturmflutwetterlage vom Februar 1962**

**Energetische Haushaltsgleichungen, synoptische Analyse  
und Berechnung des Windfeldes**

Fr. DEFANT, H. FECHNER, P. SPETH

(mit 90 Abbildungen im Text)

Offenbach a. M. 1972  
Im Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes

**Inhalt**

	Seite
Verwendete Formelzeichen .....	5
Zusammenfassung .....	7
Abstract .....	7
1. Einleitung .....	7
2. Die Haushaltsgleichungen der verfügbaren potentiellen und der kinetischen Energie .....	8
3. Die dreidimensionale Darstellung der gewählten Wettersituation .....	11
3.1. 14. Februar 1962, 00 GMT .....	13
3.1.1. Erdboden (Abb. 3) .....	13
3.1.2. Die Druckniveaus 850 und 700 mb (Abb. 4 und 5), untere Troposphäre .....	15
3.1.3. Das Druckniveau 500 mb (Abb. 6 und 7), mittlere Troposphäre .....	15
3.1.4. Die Druckniveaus 300 und 200 mb (Abb. 8 und 9), die Niveaus des polaren und subtropischen Strahlstroms .....	16
3.1.5. Die Polar- und Subtropenfront und ihre räumliche Gestalt (Abb. 10 und 11) ....	18
3.1.6. Die Tropopause (Abb. 12) .....	19
3.1.7. Das Druckniveau 100 mb (Abb. 13), untere Stratosphäre .....	21
3.2. 14. Februar 1962, 12 GMT .....	21
3.2.1. Erdboden (Abb. 14) .....	21
3.2.2. Die Druckflächen 950 und 850 mb (Abb. 15 und 16), Bodenreibungsschicht .....	23
3.2.3. Die Druckflächen 700 und 500 mb (Abb. 17 und 18), mittlere Troposphäre .....	23
3.2.4. Die Druckflächen 300 und 200 mb (Abb. 19 und 20), die Niveaus des polaren und subtropischen Strahlstroms .....	26
3.2.5. Die Polar- und Subtropenfront und ihre räumliche Gestalt (Abb. 21 und 22) ....	26
3.2.6. Die Tropopause (Abb. 23) .....	27
3.2.7. Das Druckniveau 100 mb (Abb. 24), untere Stratosphäre .....	30
3.3. 15. Februar 1962, 00 GMT .....	30
3.3.1. Erdboden (Abb. 25) .....	30
3.3.2. Die Druckniveaus 850 und 700 mb (Abb. 26 und 27), untere Troposphäre .....	31
3.3.3. Das Druckniveau 500 mb (Abb. 28 und 29), mittlere Troposphäre .....	31
3.3.4. Die Druckniveaus 300 und 200 mb (Abb. 30 und 31), die Niveaus des polaren und subtropischen Strahlstroms .....	34
3.3.5. Die Polar- und Subtropenfront und ihre räumliche Gestalt (Abb. 32 und 33) ....	34
3.3.6. Die Tropopause (Abb. 34) .....	35
3.3.7. Das Druckniveau 100 mb (Abb. 35), untere Stratosphäre .....	35
3.4. 15. Februar 1962, 12 GMT .....	38
3.4.1. Erdboden (Abb. 36) .....	38
3.4.2. Die Druckniveaus 850 und 700 m (Abb. 37 und 38), untere Troposphäre .....	38
3.4.3. Das Druckniveau 500 mb (Abb. 39 und 40), mittlere Troposphäre .....	39
3.4.4. Die Druckniveaus 300 und 200 mb (Abb. 41 und 42), die Niveaus des polaren und subtropischen Strahlstroms .....	41
3.4.5. Die Polar- und Subtropenfront und ihre räumliche Gestalt (Abb. 43 und 44) ....	42
3.4.6. Die Tropopause (Abb. 45) .....	43
3.4.7. Das Druckniveau 100 mb (Abb. 46), untere Stratosphäre .....	45
3.5. 16. Februar 1962, 00 GMT .....	45
3.5.1. Erdboden (Abb. 47) .....	45
3.5.2. Die Druckniveaus 850 und 700 mb (Abb. 48 und 49), untere Troposphäre .....	47
3.5.3. Das Druckniveau 500 mb (Abb. 50 und 51), mittlere Troposphäre .....	49
3.5.4. Die Druckniveaus 300 und 200 mb (Abb. 52 und 53), die Niveaus des polaren und subtropischen Strahlstroms .....	50

	Seite
3.5.5. Die Polar- und Subtropenfront und ihre räumliche Gestalt (Abb. 54 und 55) ....	50
3.5.6. Die Tropopause (Abb. 56) .....	51
3.5.7. Das Druckniveau 100 mb (Abb. 57), untere Stratosphäre .....	53
3.6. 16. Februar 1962, 12 GMT .....	54
3.6.1. Erdboden (Abb. 58) .....	54
3.6.2. Die Druckniveaus 850 und 700 mb (Abb. 59 und 60), untere Troposphäre .....	56
3.6.3. Das Druckniveau 500 mb (Abb. 61 und 62), mittlere Troposphäre .....	56
3.6.4. Die Druckniveaus 300 und 200 mb (Abb. 63 und 64), die Niveaus des polaren und subtropischen Strahlstroms .....	59
3.6.5. Die Polar- und Subtropenfront und ihre räumliche Gestalt (Abb. 65 und 66) ....	59
3.6.6. Die Tropopause (Abb. 67) .....	60
3.6.7. Das Druckniveau 100 mb (Abb. 68), untere Stratosphäre .....	62
3.7. 17. Februar 1962, 00 GMT .....	62
3.7.1. Erdboden (Abb. 69) .....	62
3.7.2. Die Druckniveaus 850 mb und 700 mb (Abb. 70 und 71), mittlere Troposphäre ....	63
3.7.3. Das Druckniveau 500 mb (Abb. 72 und 73), mittlere Troposphäre .....	66
3.7.4. Die Druckniveaus 300 und 200 mb (Abb. 74 und 75), die Niveaus des polaren und subtropischen Strahlstroms. ....	66
3.7.5. Die Polar- und Subtropenfront und ihre räumliche Gestalt (Abb. 76 und 77) ....	68
3.7.6. Die Tropopause (Abb. 78) .....	68
3.7.7. Das Druckniveau 100 mb (Abb. 79), untere Stratosphäre .....	71
3.8. 17. Februar, 12 GMT .....	71
3.8.1. Erdboden (Abb. 80) .....	71
3.8.2. Die Druckniveaus 850 und 700 mb (Abb. 81 und 82), untere Troposphäre .....	71
3.8.3. Das Druckniveau 500 mb (Abb. 83 und 84), mittlere Troposphäre .....	74
3.8.4. Die Druckniveaus 300 und 200 mb (Abb. 85 und 86), die Niveaus des polaren und subtropischen Strahlstroms .....	74
3.8.5. Die Polar- und Subtropenfront und ihre räumliche Gestalt (Abb. 87 und 88) ....	75
3.8.6. Die Tropopause (Abb. 89) .....	76
3.8.7. Das Druckniveau 100 mb (Abb. 90), untere Stratosphäre .....	76
4. Gewinnung des Grundlagenmaterials .....	76
4.1. Vertikale Glättung der Temperaturfelder .....	78
4.2. Horizontale Glättung der Temperaturfelder .....	78
4.3. Das Vertikalwindfeld .....	79
5. Die Berechnung des Horizontalwindfeldes .....	79
5.1. Die allgemeinen Berechnungsgrundlagen und die Berücksichtigung der Beschleunigungsterme .....	79
5.2. Die Berücksichtigung der Bodenreibung und der Orographie .....	80
5.3. Die Horizontalreibung der freien Atmosphäre .....	82
5.4. Korrekturen und Glättung .....	83
5.5. Zusammenfassung der Windberechnung .....	84
6. Schlußbemerkungen .....	84
Literatur .....	84

Anschrift der Verfasser:

Prof. Dr. Friedrich Defant, Dr. Heinz Fechner, Dr. Peter Speth,  
Institut für Meereskunde an der Universität Kiel, Abt. für Maritime Meteorologie,  
2300 Kiel, Niemannsweg 11.

Herausgeber und Verlag:

Deutscher Wetterdienst, Zentralamt, 6050 Offenbach a. M., Frankfurter Straße 135

**Verwendete Formelzeichen**

$a$	Erdradius	$R$	$= 287 \text{ J kg}^{-1} \text{ grad}^{-1}$ Gaskonstante der Luft
$A$	verfügbare potentielle Energie pro Flächeneinheit; auch Austauschkoefizient	$R$	Reibungsverzögerung
$\mathfrak{A} = (a_{ik})$	Koeffizientenmatrix zur Berechnung des Horizontalwindfeldes	$R_0$	Bodenreibungsverzögerung an der Erdoberfläche
$b = \sqrt{2}i = 1 + i$		$R_0$	$=  R_0 $ Absolutbetrag von $R_0$
$b$	konstanter Vektor bei Berechnung des Horizontalwindfeldes	$R_B$	Bodenreibungsverzögerung
$c$	Konstante, welche die Intensität bei der Korrektur zu großer Windgeschwindigkeiten regelt	$R_h$	Horizontalreibungsverzögerung
$c_p$	spezifische Wärme der Luft bei konstantem Druck	$R_0$	$= \frac{ v_g }{z_0 f}$ Oberflächen-Rossby-Zahl
$C$	Umwandlung von verfügbarer potentieller Energie in kinetische Energie; auch geostrophischer Widerstandsbeiwert	$\mathbf{S} = (s_{ik})$	Impulstransporttensor
$C_A$	Transfer von $A_E$ in $A_Z$	$T$	Lufttemperatur in $^{\circ}\text{K}$
$C_K$	Transfer von $K_E$ in $K_Z$	$t$	Zeitkoordinate
$C_Z$	Umwandlung von $A_Z$ in $K_Z$	$T_0^2$	dimensionslose Bodenschubspannung in LETTAUS Windspirale
$CR$	unbedeutendes Restglied in der Haushaltsgleichung der verfügbaren potentiellen Energie auf Grund einer Vernachlässigung bei der Definition von $A$	$u$	Windkomponente in Ostrichtung
$D$	Vernichtung kinetischer Energie durch Reibung pro Zeit und Flächeninhalt; auch Determinante von $\mathfrak{A}$	$v$	Windkomponente in Nordrichtung
$\mathbf{D} = (d_{ik})$	Deformationstensor	$v$	Windvektor
$D_B$	durch Bodenreibungskräfte erzeugte Energie pro Flächeneinheit	$v_a$	$= v - v_b$ ageostrophischer Windvektor
$\mathbf{E}$	Einheitsmatrix	$v_b$	beschleunigungs- und horizontalreibungs-freier Windvektor
$f$	Coriolis-Parameter	$v_g$	geostrophischer Wind
$f(x)$	komplexe Gewichtsfunktion für den Bodenreibungswind bei vertikaler Mittelung	$x$	Koordinate in Nordrichtung
$F_m$	Massentransport über die Isobaren	$y$	Koordinate in Ostrichtung
$g$	Erdbeschleunigung $= 9,81 \text{ m/s}^2$	$y(x)$	dimensionslose Zähigkeit in LETTAUS Windspirale
$g(x)$	reelle Zeigerfunktion von $f(x)$	$z$	zum Zenit gerichtete Koordinate
$G$	Energieerzeugung von $A$ aus nichtadiabatischen Prozessen pro Zeit und Flächeneinheit	$z_0$	Rauhigkeitshöhe
$h$	Höhe über dem Meeresspiegel	$\alpha$	spezifisches Volumen der Luft $= \frac{1}{\rho}$
$H_B$	Höhe des Erdbodens über dem Meeresniveau	$\alpha_0$	Winkel zwischen Bodenschubspannung und dem geostrophischen Wind
$i, j, k$	Einheitsvektoren in Ost-, Nord- und vertikaler Richtung	$\beta_g$	Richtung des geostrophischen Windes
$K$	kinetische Energie pro Flächeneinheit	$\gamma$	ein Faktor, der der mittleren Vertikalstabilität der Luft umgekehrt proportional ist, mit der Dimension Energie pro Masseneinheit und pro Quadrat der Temperatureinheit
$\tilde{K} = \frac{1}{2} v^2$	kinetische Energie pro Masseneinheit	$\eta$	$= 0,6$ untere Schranke von $D$
$l$	Mischungsweglänge	$\Theta$	potentielle Temperatur
$m$	Masse der Luft	$\mathcal{A}$	Verhältnis $R/c_p \approx \frac{2}{7}$ ; auch Kármán-Konstante $\approx 0,4$
$n$	Konstante, die zur Korrektur von $A$ benötigt wird	$\lambda$	geographische Länge
$p$	Luftdruck	$\nu$	turbulente kinematische Zähigkeit
$p_s$	Bodenluftdruck	$\rho$	Dichte der Luft
$p_{00}$	1000 mb	$\tau$	Absolutbetrag der Schubspannung
$p, q$	zwei Abkürzungen zur Berechnung von $n$	$\tau$	Schubspannungsvektor der Luft an einer waagerechten Fläche
$q = \sqrt{\frac{f}{2\nu}}$	Konstante im Exponenten der Ekman-Spirale von der Dimension 1/Länge	$\tau_0$	Schubspannungsvektor der Luft an dem Erdboden
		$\varphi$	geographische Breite
		$\Phi$	Geopotential
		$\chi$	Skalenhöhe in LETTAUS Windspirale
		$\omega$	$= \frac{dp}{dt}$ Vertikalgeschwindigkeit der Luft im $p$ -System

Operatoren

$\tilde{X}$	Energie $X$ pro Masseneinheit	$X_Z^* = X - X_E$	zonaler Anteil von $X$ plus großturbulenten Schwankungen; es gilt $\overline{X_Z^*} = \overline{X_Z}$
HX	Horizontalfluß von $X$ über die seitlichen Begrenzungen	$X_E^* = X - X_Z$	großturbulenter Anteil von $X$ plus großturbulenten Schwankungen; es gilt $\overline{X_E^*} = \overline{X_E}$
VX	Vertikalfluß von $X$ durch die obere und eventuell auch die untere Begrenzungsfläche	$\text{grad } X = \frac{\partial X}{\partial x} \cdot i + \frac{\partial X}{\partial y} \cdot j$	Gradient der Horizontalbewegung
FX	Gesamtfluß von $X$ durch alle Begrenzungsflächen	$\text{div } (Xi + Yj) = \frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} - \frac{\tan \varphi}{a} Y$	Horizontaldivergenz auf der Kugeloberfläche
$\overline{X}$	zonaler Mittelwert von $X$ ; ist über den jeweiligen Breitenkreis gemittelt	$\frac{\partial X}{\partial x} = \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial X}{\partial \lambda}$	partielle Ableitung von $X$ in Ostrichtung
$\overline{X}^F$	Flächenmittel von $X$ über die untersuchte Fläche, also das Gebiet von Nordatlantik und Europa	$\frac{\partial X}{\partial y} = \frac{1}{a} \frac{\partial X}{\partial \varphi}$	partielle Ableitung von $X$ in Nordrichtung
$\overline{X}^Z$	Zeitmittel von $X$ über die Zeit vom 14. bis 17. 2. 1962	$XY \text{ oder } X \cdot Y$	inneres Produkt der Vektoren $X$ u. $Y$
$X_Z$	zonaler Anteil von $X$ ; enthält nur die längs der Breitenkreise gemittelten Grundgrößen	$X \times Y$	Vektorprodukt der Vektoren $X$ und $Y$ , dabei hat man gegebenenfalls für die vertikale Koordinate Null zu setzen
$X_E$	großturbulenter Anteil von $X$ ; enthält nur die Abweichungen von den zonalen Mitteln der Grundgrößen		
$X' = X - \overline{X}$	Abweichung vom zonalen Mittel		
$\overline{X}'' = X - \overline{X}^F - X$	zonale Abweichung vom Flächenmittel		

### Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit ist der erste Teil einer Reihe von Veröffentlichungen. Durch diese sollen einerseits die Ergebnisse einer umfangreichen synoptischen Studie einer stark baroklinen Wetterlage in der Atmosphäre über dem Atlantik und Europa in ihrem zeitlichen Ablauf von vier Tagen (14. bis 17. Februar 1962) und andererseits die Ergebnisse einer sich an diese Studie anschließenden quantitativen Auswertung des synoptischen Materials präsentiert werden mit der wissenschaftlichen Zielsetzung, die Energetik dieser Wetterlage eingehend zu studieren.

Dieser erste Teil der Reihe befaßt sich mit den Haushaltsgleichungen für die verfügbare potentielle und die kinetische Energie als theoretisches Rüstzeug für die energetischen Berechnungen. Daran schließt sich eine äußerst breite und eingehende Schilderung der synoptischen Gegebenheiten an, die durch eine große Anzahl von Bildern unterstützt ist und die für die späteren Einzelveröffentlichungen als Referenz dienen soll. Und schließlich werden die Prinzipien dargelegt, nach denen aus dem analysierten Temperaturfeld das Feld des Horizontalwindes unter Berücksichtigung von Topographie, Bodenreibung und Turbulenzreibung in der freien Atmosphäre und unter Einschluß von Beschleunigungen bestimmt wurde, um energetische Auswertungen anstellen zu können.

### Abstract

The paper under consideration is the first part of a series of publications. On the one hand they serve to present the results of an extensive synoptic study concerned with a highly baroclinic weather case and its development in time in the atmosphere above the Atlantic Ocean and Europe (February 14 to 17, 1962). In addition these publications present the results of a quantitative evaluation of the synoptic material, following the synoptic study, in order to obtain a detailed scientific insight into the energetics of this weather case.

This first part of the series deals with the budget equations for the available potential and kinetic energy being the theoretical basis for the energetical computations. Then follows a rather broad and penetrating discussion by word of the synoptic situation and its development in time, which is helped by a great number of figures and serves as reference for the additional parts of the publication series. And finally principles are presented according to which the field of horizontal wind is obtained from the analysed field of temperature under consideration of surface topography, surface friction and of turbulent friction in the free atmosphere including also accelerations in order to be able to perform energy computations.

### 1. Einleitung

In den letzten Jahren wurden in zunehmendem Maße Modellrechnungen der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation durchgeführt; besonders ist hierbei das Modell von J. SMAGORINSKY, S. MANABE und L. HOLLOWAY (1) zu erwähnen. Um die Gültigkeit dieser Zirkulationsmodelle zu testen, wurde verbreitet der von M. MARGULES (2) eingeführte und von E. N. LORENZ (3) sowie J. A. DUTTON und D. R. JOHNSON (4) weiter ausgebaut Begriff der verfügbaren potentiellen Energie und der Haushaltsgleichungen der verfügbaren potentiellen und der kinetischen Energie herangezogen. Durch solche Modellrechnungen gewinnt man einen tiefen Einblick in den inneren Mechanismus für alle energetischen atmosphärischen Prozesse. Jedoch ist es wünschenswert, diesen ähnliche Rechnungen, basierend auf aktuellen synoptischen Daten, vergleichend gegenüberzustellen. Für den gesamten Energiehaushalt haben solche Berechnungen z. B. A. F. KRUEGER, J. S. WINSTON und D. A. HAINES (5) und im Wellenzahlenbereich A. WIIN-NIELSEN (6) über die ganze Nordhalbkugel unternommen. Eine Zusammenstellung über die Ergebnisse von hemisphärischen Haushaltsberechnungen ist bei A. H. OORT (7) gegeben. In einem abgegrenzten atmosphärischen Volumen erfolgten Untersuchungen z. B. für den kompletten Energiehaushalt von P. J. SMITH (8) und P. J. SMITH und L. H. HORN (9), für den Haushalt der kinetischen Energie von H. PENNANEN (10) und F. SECHRIST und R. A. RUDY (11), für den Haushalt der verfügbaren potentiellen

len Energie von D. R. JOHNSON (12) und für einzelne Terme der Haushaltsgleichungen von D. G. HAHN und L. H. HORN (13).

Alle genannten Untersuchungen haben den Nachteil, daß jeweils nur Flächenmittel der einzelnen Haushaltsgrößen während unterschiedlich langer Zeiträume betrachtet werden. Aus diesem Grunde ist in der Abteilung Meteorologie des Instituts für Meereskunde an der Universität Kiel ein größeres Forschungsprojekt in Angriff genommen worden, in dessen Verlauf der Energiehaushalt der Atmosphäre auf der Basis von zweimal täglich vorliegenden aktuellen Daten vom Jahre 1966 an in einer sowohl zeitlich als auch räumlich detaillierten Betrachtungsweise untersucht werden soll. Als Vorstudie zu diesen umfangreichen Untersuchungen wurden die Haushaltsgleichungen der verfügbaren potentiellen und der kinetischen Energie während einer besonders baroklinen synoptischen Situation einer eingehenden Bearbeitung unterworfen. Dazu wurde der Zeitraum zwischen dem 14. Februar, 00 GMT und dem 17. Februar, 12 GMT 1962 herangezogen. Während dieses Zeitraumes bildete sich am Anfang über dem Nordatlantik bei Grönland eine starke Tiefdruckstörung aus, die im weiteren Verlauf über dem Norddeutschen Küstenland in Verbindung mit einer Flut große Zerstörungen hervorrief. Es handelt sich dabei um die sogenannte „Hamburger Sturmflutzyklone“. Das betrachtete Gebiet erstreckt sich von 60° W bis 30° E und von 40° N bis 75° N (Flächenausdehnung:  $20,6 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ ).

Dieser ungewöhnliche Fall der Entwicklung einer Zyklone wurde zum einen deswegen herangezogen, weil schon frühere Abschätzungen von J. VAN MIEGHEM (14) und E. PALMEN (15) ergeben haben, daß die Produktion kinetischer Energie einiger Polarfrontzyklone so groß ist, daß sie die atmosphärische Zirkulation des gesamten außertropischen Gebietes gegen die Reibungsdissipation aufrechterhalten kann. Zum anderen können die bei diesen Detailuntersuchungen gewonnenen Erfahrungen dann ohne weiteres bei globalen oder hemisphärischen Untersuchungen verwendet werden. Die äußerst umfangreichen Berechnungen wurden von P. SPETH (16), H. FECHNER (17) und W. MEYER (18) durchgeführt und sollen in folgenden Einzelveröffentlichungen publiziert werden:

- I. Die Darstellung der synoptischen Situation mit einer Beschreibung darüber, wie die für die Berechnungen notwendigen Grunddaten gewonnen wurden.
- II. Die Berechnung des Vertikalgeschwindigkeitsfeldes.
- III. Die verfügbare potentielle Energie und der Transfer zwischen zonaler und turbulenter verfügbarer potentieller Energie.
- IV. Die kinetische Energie und der Transfer zwischen zonaler und turbulenter kinetischer Energie.
- V. Die Umwandlung zwischen verfügbarer potentieller und kinetischer Energie.
- VI. Die Energieinflüsse.
- VII. Die Dissipation und die Bodenreibung.
- VIII. Der gesamte Haushalt der verfügbaren potentiellen und kinetischen Energie.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit Teil I der Veröffentlichungsreihe. Dazu werden in Abschnitt 2 die benutzten Haushaltsgleichungen als theoretisches Rüstzeug für die Untersuchungen wiedergegeben, in den Abschnitten 3 und 4 werden die Eigenheiten der synoptischen Situation und die Gewinnung des Grundlagenmaterials beschrieben. In Abschnitt 5 erfolgt eine Darstellung des eingeschlagenen Weges für die Berechnung des Horizontalwindes. Die obengenannten Veröffentlichungen II bis VIII erfolgen an anderer Stelle.

## 2. Die Haushaltsgleichungen der verfügbaren potentiellen und der kinetischen Energie

Wie schon in Abschnitt 1 angekündigt wurde, folgt die vorliegende Studie dem Konzept der verfügbaren potentiellen Energie (verfügbar zur Umwandlung in Bewegungsenergie) von E. N. LORENZ (3). Für einen horizontal und vertikal begrenzten atmosphärischen Raum wurde eine Erweiterung von P. J. SMITH (8) und H. S. MÜNCH (19) gegeben. Die verfügbare potentielle Energie der Atmosphäre ist dabei definiert als die Differenz der vorhandenen totalen potentiellen Energie (= Summe aus potentieller und innerer Energie) und der minimalen totalen potentiellen Energie, die existieren würde, wenn eine adiabatische Massenumlagerung in eine statisch stabile horizontale Dichteschichtung erfolgen würde. Wie bereits J. VAN MIEGHEM (20) gezeigt hat, besitzt die totale potentielle Energie für einen solchen Gleichgewichtszustand auch tatsächlich ein Minimum. Die verfügbare potentielle Energie hängt nur von der Massenverteilung in der Atmosphäre ab oder, anders ausgedrückt, von der Neigung der isentropen Flächen gegen die Horizontale.

Die verfügbare potentielle Energie  $A$  und die kinetische Energie  $K$  pro Flächeneinheit ergeben sich dabei im  $p$ -Koordinatensystem  $(x, y, p)$  zwischen den Flächen

$p_1$  und  $p_2$  ( $p_1$  = obere Druckfläche,  $p_2$  = untere Druckfläche) über einem beliebigen Gebiet  $F$  zu:

$$\bar{A}^F = \frac{1}{2g} \int_{p_1}^{p_2} \gamma \overline{T''^2}^F dp \quad [1]$$

$$\bar{K}^F = \frac{1}{2g} \int_{p_1}^{p_2} \overline{(u^2 + v^2)}^F dp \quad [2]$$

Dabei sind  $g$  die Erdbeschleunigung,  $u$  und  $v$  die zonale bzw. meridionale Komponente des dreidimensionalen Windvektors.  $-^F$  kennzeichnet ein Flächenmittel,  $T''$  bedeutet die Abweichung der Temperatur  $T$  vom Flächenmittel  $\bar{T}^F$ , also  $T = \bar{T}^F + T''$ . Der Faktor  $\gamma$  stellt in erster Linie ein Maß für die mittlere Stabilität der Atmosphäre dar:

$$\gamma = \frac{-R}{p \left( \frac{\partial \bar{T}^F}{\partial p} - \kappa \frac{\bar{T}^F}{p} \right)} \quad [3]$$

mit  $R$  = Gaskonstante der Luft und  $\kappa = \frac{R}{c_p}$ , wobei  $c_p$  die spezifische Wärme der Luft bei konstantem Druck ist.

Zerlegt man weiterhin die Temperatur in Analogie zur Windgeschwindigkeit in ein zonales Mittel  $\bar{T}$  und in die Abweichung  $T'$  davon, und zerlegt das zonale Mittel  $\bar{T}$  in das Flächenmittel  $\bar{T}^F$  plus einer Abweichung  $\bar{T}''$ , also  $T = \bar{T} + T' = \bar{T}^F + \bar{T}'' + T'$  und  $\bar{T} = \bar{T}^F + \bar{T}''$ , so erhält man:  $T'' = \bar{T}'' + T'$ . Wendete man diese Beziehung auf die Formel [1] an, so ergibt sich für die zonale und die turbulente verfügbare potentielle Energie  $\bar{A}_Z^F$  bzw.  $\bar{A}_E^F$ :

$$\bar{A}_Z^F = \frac{1}{2g} \int \gamma \overline{\bar{T}''^2}^F dp \quad [4]$$

und

$$\bar{A}_E^F = \frac{1}{2g} \int \gamma \overline{T'^2}^F dp \quad [5]$$

mit

$$\bar{A}^F = \bar{A}_Z^F + \bar{A}_E^F.$$

Die Integrale sind dabei über ein Druckintervall mit  $p_1$  als Unter- und  $p_2$  als Obergrenze zu nehmen. Der Einfachheit halber sollen diese Grenzen im folgenden nicht mitgeschrieben werden. Für die mittlere kinetische Energie pro Flächeneinheit über dem Gebiet  $F$  erhält man für den zonalen  $\bar{K}_Z^F$  und für den turbulenten Anteil  $\bar{K}_E^F$ :

$$\bar{K}_Z^F = \frac{1}{2g} \int \overline{(\bar{u}^2 + \bar{v}^2)}^F dp \quad [6]$$

und

$$\bar{K}_E^F = \frac{1}{2g} \int \overline{(u'^2 + v'^2)}^F dp \quad [7]$$

mit

$$\bar{K}^F = \bar{K}_Z^F + \bar{K}_E^F.$$

Aus den Bewegungsgleichungen, der Kontinuitätsgleichung und dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik erhält man die Haushaltsgleichungen der Energiegrößen [1], [2] und [4] bis [7], wobei Energien pro Masseneinheit durch das zusätzlich angewandte Symbol  $\sim$  gekennzeichnet werden (so ist z. B.  $\bar{A}^F = \frac{1}{2} \gamma \overline{T''^2}^F$ ). Für die Ableitung wird auf die bereits genannten Arbeiten verwiesen. Alle nachfolgenden Beziehungen sind in Form von Haushaltsgleichungen so geschrieben, daß auf der

linken Seite die lokalzeitlichen Veränderungen von Energiegrößen aufscheinen, während auf der rechten Seite die Divergenz oder Konvergenz der über die Grenzen des betrachteten Volumens erfolgenden Flüsse an Energie zusammen mit den innerhalb des Volumens wirkenden Quellen und Senken und den Umsetzungen zwischen unterschiedlichen Energieformen aufgeführt sind.

Als Haushaltsgleichungen für die totalen Energieformen ergeben sich:

$$\frac{\partial \bar{A}^F}{\partial t} = HA + VA + \bar{C}^F + \bar{G}^F + (\bar{C}R^F) \quad [8]$$

$$\frac{\partial \bar{K}^F}{\partial t} = HK + VK + F\bar{\Phi} - \bar{C}^F - \bar{D}^F \quad [9]$$

Nach Aufgliederung in die rein zonalen und turbulenten Anteile ergeben sich vier entsprechende Haushaltsbeziehungen:

$$\frac{\partial \bar{A}_Z^F}{\partial t} = HA_Z + VA_Z + \bar{C}_Z^F + \bar{C}_A^F + \bar{G}_Z^F + (\bar{C}R_Z^F) \quad [10]$$

$$\frac{\partial \bar{A}_E^F}{\partial t} = HA_E + VA_E + \bar{C}_E^F - \bar{C}_A^F + \bar{G}_E^F + (\bar{C}R_E^F) \quad [11]$$

$$\frac{\partial \bar{K}_E^F}{\partial t} = HK_E + VK_E + F\bar{\Phi}_E - \bar{C}_E^F + \bar{C}_K^F - \bar{D}_E^F \quad [12]$$

$$\frac{\partial \bar{K}_Z^F}{\partial t} = HK_Z + VK_Z + F\bar{\Phi}_Z - \bar{C}_Z^F - \bar{C}_K^F - \bar{D}_Z^F \quad [13]$$

Die in diesen Gleichungen auftretenden Glieder haben dabei die folgenden Bedeutungen:

$HA = \frac{1}{g} \int - \overline{\text{div}(v\bar{A})}^F dp$	Vergenz des horizontalen Flusses der totalen verfügbaren potentiellen Energie
$VA = \frac{1}{g} \int - \frac{\partial \omega \bar{A}}{\partial p}^F dp$	Vergenz des vertikalen Flusses der totalen verfügbaren potentiellen Energie
$\bar{C}^F = \frac{1}{g} \int \overline{\omega \alpha''}^F dp$	Umsetzung zwischen totaler verfügbarer potentieller und totaler kinetischer Energie
$\bar{G}^F = \frac{1}{g} \frac{\gamma}{c_p} \int \overline{Q'' T''}^F dp$	Nichtadiabatische Erzeugung von totaler verfügbarer potentieller Energie
$\bar{C}R^F = \frac{1}{g} \int \overline{\omega \bar{A}}^F \left\{ \frac{\partial}{\partial p} \ln \left( \gamma \frac{T^2}{\Theta^2} \right) \right\} dp$	
$HK = \frac{1}{g} \int - \overline{\text{div}(v\bar{K})}^F dp$	Vergenz des horizontalen Flusses der totalen kinetischen Energie
$VK = \frac{1}{g} \int - \frac{\partial \omega \bar{K}}{\partial p}^F dp$	Vergenz des vertikalen Flusses der totalen kinetischen Energie
$F\bar{\Phi} = H\bar{\Phi} + V\bar{\Phi}$	Vergenz des Geopotentialflusses
$H\bar{\Phi} = \frac{1}{g} \int - \overline{\text{div}(v\bar{\Phi})}^F dp$	Vergenz des horizontalen Geopotentialflusses
$V\bar{\Phi} = \frac{1}{g} \int - \frac{\partial \omega \bar{\Phi}}{\partial p}^F dp$	Vergenz des vertikalen Geopotentialflusses
$\bar{D}^F = \frac{1}{g} \int \overline{v \cdot \bar{R}}^F dp$	Arbeitsleistung der Reibungskräfte im Haushalt der totalen kinetischen Energie
$HA_Z = \frac{1}{g} \int - \overline{\text{div}(v\bar{A}_Z^*)}^F dp$	Vergenz des horizontalen Flusses von zentraler verfügbarer potentieller Energie
$\bar{A}_Z^* = \frac{1}{2} \gamma \bar{T}''^2 + \gamma T' T''$	Zonale verfügbare potentielle Energie
$VA_Z = \frac{1}{g} \int - \frac{\partial \omega \bar{A}_Z^*}{\partial p}^F dp$	Vergenz des vertikalen Flusses von zentraler verfügbarer potentieller Energie
$\bar{C}_Z = \frac{1}{g} \int \overline{\omega \bar{a}}^F dp$	Umsetzung zwischen zentraler verfügbarer potentieller und zentraler kinetischer Energie
$\bar{C}_A^F = \frac{1}{g} \int \gamma \left\{ T' v \frac{\partial \bar{T}''}{\partial y} + T' \omega \left( \frac{\partial \bar{T}''}{\partial p} - \kappa \frac{\bar{T}''}{p} \right) \right\}^F dp$	Transfer zwischen zentraler und turbulenter verfügbarer potentieller Energie
$\bar{G}_Z^F = \frac{1}{g} \frac{\gamma}{c_p} \int \overline{Q'' \bar{T}''}^F dp$	Nichtadiabatische Erzeugung von zentraler verfügbarer potentieller Energie
$\bar{C}R_Z^F = \int \overline{\omega \bar{A}_Z^*}^F \left\{ \frac{\partial}{\partial p} \ln \left( \gamma \frac{T^2}{\Theta^2} \right) \right\} dp$	
$HA_E = \frac{1}{g} \int - \overline{\text{div}(v\bar{A}_E)}^F dp$	Vergenz des horizontalen Flusses von turbulenter verfügbarer potentieller Energie

$$VA_E = \frac{1}{g} \int - \frac{\partial \omega \bar{A}_E^F}{\partial p} dp$$

Vergenz des vertikalen Flusses von turbulenter verfügbarer potentieller Energie

$$C_E^F = \frac{1}{g} \int \overline{\omega' \alpha'}^F dp$$

Umsetzung zwischen turbulenter verfügbarer potentieller und turbulenter kinetischer Energie

$$G_E^F = \frac{1}{g} \frac{\gamma}{c_p} \int \overline{Q' T'}^F dp$$

Nichtadiabatische Erzeugung von turbulenter verfügbarer potentieller Energie

$$CR_E^F = \frac{1}{g} \int \overline{\omega \bar{A}_E^F} \left\{ \frac{\partial}{\partial p} \ln \left( \gamma \frac{T^2}{\Theta^2} \right) \right\} dp$$

Vergenz des horizontalen Flusses von turbulenter kinetischer Energie

$$HK_E = \frac{1}{g} \int - \operatorname{div} (v \tilde{K}_E^*)^F dp$$

Turbulente kinetische Energie

$$\tilde{K}_E^* = \frac{1}{2} (\overline{v'})^2 + \overline{v' v'}$$

Vergenz des vertikalen Flusses von turbulenter kinetischer Energie

$$VK_E = \frac{1}{g} \int - \frac{\partial \omega \tilde{K}_E^*}{\partial p} dp$$

Vergenz des großturbulenten Geopotentialflusses

$$F\Phi_E = H\Phi_E + V\Phi_E$$

Vergenz des horizontalen großturbulenten Geopotentialflusses

$$H\Phi_E = \frac{1}{g} \int - \operatorname{div} (v\Phi') + \frac{\partial \bar{u}\Phi'}{\partial x} dp$$

Vergenz des vertikalen großturbulenten Geopotentialflusses

$$V\Phi_E = \frac{1}{g} \int - \frac{\partial \omega \Phi'}{\partial p} dp$$

$$C_K^F = \frac{1}{g} \int \overline{\bar{v} \cdot \operatorname{grad} \bar{v}' - \bar{v} \cdot (\bar{v} \cdot \operatorname{grad}) \bar{v} + \left( \frac{\tan \varphi}{a} \overline{uk \times v'} \right) \cdot \bar{v} + \omega \frac{\partial \bar{v}'}{\partial p} - \overline{\omega' v'} \cdot \frac{\partial \bar{v}}{\partial p}} dp$$

$$= \frac{1}{g} \int \operatorname{div} \left\{ (\bar{u}u' + \bar{v}v') \bar{v} \right\} + \frac{\partial}{\partial p} \left\{ (\bar{u}u' + \bar{v}v') \omega \right\} - \overline{u'v'} \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\tan \varphi}{a} \bar{u} \right) - \overline{u' \omega'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} - \overline{v'v'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} - \overline{v' \omega'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial p} + \overline{u'u'} \frac{\tan \varphi}{a} \bar{v} dp$$

Transfer zwischen zonaler und turbulenter kinetischer Energie

$$D_E^F = \frac{1}{g} \int \overline{\bar{v} R'}^F dp$$

Arbeitsleistung der Reibungskräfte im Haushalt der turbulenten kinetischen Energie

$$HK_Z = \frac{1}{g} \int - \operatorname{div} (v \tilde{K}_Z)^F dp$$

Vergenz des horizontalen Flusses von zonaler kinetischer Energie

$$VK_Z = \frac{1}{g} \int - \frac{\partial \omega \tilde{K}_Z}{\partial p} dp$$

Vergenz des vertikalen Flusses von zonaler kinetischer Energie

$$F\Phi_Z = H\Phi_Z + V\Phi_Z$$

Vergenz des zonalen Geopotentialflusses

$$H\Phi_Z = \frac{1}{g} \int - \operatorname{div} (v\Phi) - \bar{u} \frac{\partial \Phi}{\partial x} dp$$

Vergenz des horizontalen zonalen Geopotentialflusses

$$V\Phi_Z = \frac{1}{g} \int - \frac{\partial \omega \Phi}{\partial p} dp$$

Vergenz des vertikalen zonalen Geopotentialflusses

$$D_Z^F = \frac{1}{g} \int \overline{\bar{v} R}^F dp$$

Arbeitsleistung der Reibungskräfte im Haushalt der zonalen kinetischen Energie

mit

$v$  = horizontaler Windvektor

$\omega = \frac{dp}{dt}$  „generalisierte“ Vertikalgeschwindigkeit

$a$  = spezifisches Volumen

$Q$  = Wärmezufuhr pro Masseneinheit

$\Theta$  = potentielle Temperatur

$\Phi$  = Geopotential

$R$  = Reibungsverzögerung

In den obigen Beziehungen repräsentieren die durch die Buchstaben H bzw V eingeleiteten Terme für ein be-

trachtetes Volumen Divergenzen oder Konvergenzen von Energieflüssen, welche einerseits horizontal durch die seitlichen Grenzflächen in das Volumen ein- bzw. austreten (H), andererseits vertikal die obere bzw. untere Begrenzungsfläche durchsetzen (V). Die mit einem F eingeleiteten Terme kennzeichnen die Summe aus den H- und V-Termen. Die Terme entfallen, wenn man die ganze Erde zwischen Erdboden und Obergrenze der Atmosphäre ( $p_1 = 0$ ) betrachtet.

Die Terme  $C^F$ ,  $C_Z^F$  und  $C_E^F$  erscheinen sowohl in den Gleichungen für die totale, zonale und turbulente verfügbare potentielle Energie als auch in den entsprechen-

den Gleichungen der kinetischen Energie, und zwar jeweils mit umgekehrten Vorzeichen. Diese Terme stellen deshalb die Energie-Umsetzung oder -Umwandlung („Conversion“) zwischen kinetischer und verfügbarer potentieller Energie – also unterschiedlichen Energieformen – dar, in dem Sinne, daß eine Verminderung der einen ein gleichzeitiges Anwachsen der anderen Energieform bewirkt. Der dabei auftretende Energieverlust oder -gewinn ist mit der Korrelation zwischen der Vertikalgeschwindigkeit  $\omega$  und dem spezifischen Volumen  $\alpha$  der Luft verknüpft. So erkennt man z. B. aus dem Term  $\bar{C}_E^F$  in den Gleichungen [11] und [12], daß – hauptsächlich in Zyklonen – turbulente verfügbare potentielle Energie durch Aufsteigen von Warm- und Absinken von Kaltluft (negative Korrelation zwischen  $\alpha'$  und  $\omega'$ ) vernichtet und in turbulente kinetische Energie umgewandelt wird. Der Term  $\bar{C}_Z^F$  ist dagegen mit einer entsprechenden Korrelation der zonalen Mittelwerte  $\omega$  und  $\alpha$  (mittlere Meridionalzirkulation) verbunden.

Das Glied  $\bar{C}_A^F$  tritt sowohl in der Haushaltsgleichung der zonalen [10] als auch in jener für die turbulente verfügbare potentielle Energie [11] auf, jedoch jeweils mit unterschiedlichem Vorzeichen. Das bedeutet also, daß derjenige Energiebetrag, der z. B. der zonalen verfügbaren potentiellen Energie durch  $\bar{C}_A^F$  entzogen wird, mit gleichem Betrag der turbulenten verfügbaren potentiellen Energie hinzugeführt wird und umgekehrt. Dieses  $\bar{C}_A^F$ -Glied repräsentiert daher einen Energie-Transfer zwischen den unterschiedlichen Arten (zonal oder turbulent) derselben Energieform („Conversion of Available Potential Energy“).

Aus der für den Term  $\bar{C}_A^F$  gültigen Formel kann man entnehmen, daß hierbei durch nordwärts transportierte Warmluft oder durch südwärts transportierte Kaltluft die turbulente auf Kosten der zonalen verfügbaren potentiellen Energie ansteigt, da das zweite Glied, das den Vertikaltransport von fühlbarer Wärme beschreibt, gegenüber dem Horizontaltransportglied (erstes Glied) im allgemeinen klein ist.

Die Terme  $\bar{G}^F$ ,  $\bar{G}_Z^F$  und  $\bar{G}_E^F$  enthalten die Wärmezufuhr oder den -entzug und sagen damit etwas über die durch unterschiedliche nicht-adiabatische Erwärmung hervorgerufene Änderung der verfügbaren potentiellen Energie aus. Sie sind durch die differenziert an verschiedenen Stellen erfolgende Erwärmung bzw. Abkühlung bestimmt oder, anders ausgedrückt, durch die Korrelation zwischen diesen Prozessen und dem Temperaturfeld. Sie repräsentieren für das betrachtete Volumen eine Erzeugung oder Vernichtung der zur Diskussion stehenden Energieform („Generation“). Diabatisch differenziert erfolgende Erwärmung der Troposphäre (Erwärmung der relativ wärmeren Luft in niedrigen und Abkühlung relativ kälterer in höheren Breiten) führt zu einer positiven Korrelation zwischen  $T''$  und  $Q''$ , so daß über den Term  $\bar{G}_Z^F$  zonale verfügbare potentielle Energie erzeugt wird.  $\bar{G}_E^F$  hängt ab von der Korrelation zwischen Temperatur und Erwärmung innerhalb von Breitenkreisen. Diese führt im Hinblick auf die Erwärmung von kalten und die Abkühlung von warmen Zungen bei wellenförmigen Verschleifungen des Temperaturfeldes in den mittleren Breiten zur Vernichtung eines Teils der turbulenten verfügbaren potentiellen Energie.

Die zusätzlich noch vorhandenen  $\bar{C}^F$ -Terme haben dagegen keine physikalische Bedeutung. Sie stammen aus der bei der Ableitung des Ausdruckes der verfügbaren potentiellen Energie gemachten Linearisierung; wie Berechnungen stets gezeigt haben, bleiben diese Terme aber vernachlässigbar klein.

Da der Term  $\bar{C}_K^F$  sowohl in Gleichung [12] als auch mit unterschiedlichem Vorzeichen in [13] auftritt, wird durch ihn eine Transfer zwischen  $R_E^F$  und  $R_Z^F$  beschrieben („Conversion of Kinetic Energy“). In der Hauptsache stellt dieser Term den Transport von Impuls der Zonalbewegung in meridionaler Richtung dar. Den Umwandlungsterm kann man als großturbulente Reibungsdissipation für die Zonalströmung bezeichnen. Der entscheidende Unterschied zur kleinturbulenten und molekularen Reibung ( $\bar{D}^F$ ,  $\bar{D}_E^F$  und  $\bar{D}_Z^F$ ) liegt darin, daß  $\bar{C}_K^F$  auch negativ werden kann. V. STARR (21) nennt diese Erscheinung daher negative Reibung. Der Ausdruck kann aber nur dann negativ werden, wenn die Turbulenzelemente eine eigene Quelle für kinetische Energie besitzen. Dies ist jedoch in der Gleichung [12] durch den Term  $\bar{C}_E^F$  gegeben. Wenn in dem Zusammenhang des Energiehaushalts von Turbulenz gesprochen wird, sind damit stets die großskaligen Abweichungen von zonal gemittelten Feldern gemeint, die groß genug sind, daß sie auf synoptischen Wetterkarten beobachtbar sind.

Wie in Abschnitt 1 erwähnt wurde, werden in der vorliegenden Veröffentlichung in den folgenden Abschnitten alle diejenigen Grundlagenuntersuchungen wiedergegeben, die zur Berechnung jedes einzelnen Termes der Gleichungen [10] bis [13] benötigt werden. Die Ergebnisse der Rechnungen selbst werden an anderer Stelle in Kürze veröffentlicht.

### 3. Die dreidimensionale Darstellung der gewählten Wettersituation

Nach der Darlegung des wissenschaftlichen Zieles für diese Untersuchung und nach einer Spezifizierung des theoretischen Rüstzeugs zur Erreichung desselben, erscheint es sinnvoll, sich einer eingehenden Schilderung der bearbeiteten Wettersituation im Zeitintervall 14. bis 17. Februar 1962 zuzuwenden. Will man eine detaillierte Durchrechnung der Energetik eines synoptischen Falles auf der Grundlage von Analysen vornehmen, so muß man zwangsläufig das im bearbeiteten Raum zur Verfügung stehende Radiosonden-Beobachtungsmaterial heranziehen, zusammen mit dem wesentlich dichteren und zeitlich eng abständigeren Bodenbeobachtungsmaterial.

Die von FR. DEFANT vorgenommene eingehende synoptische Untersuchung des vorliegenden Falles beruhte auf diesen Beobachtungen und richtete sich nach folgenden Fakten und anerkannten Prinzipien:

1. Gewählter Raum: 60° W bis 30° E, 40° N bis 75° N.
2. Boden- und Radiosondenbeobachtungen im Zeitraum 14. – 17. Februar 62 (acht synoptische Termine, je vier zu 00 GMT und 12 GMT).
3. Anfertigung von Handanalysen des Bodendruckfeldes unter Berücksichtigung aller Bodenwindbeobachtungen (Linienintervall 2,5 mb, acht Karten).
4. Anfertigung von Handanalysen des Bodentemperaturfeldes zusammen mit Eintragungen der übrigen Wetterelemente mit Ausnahme des Windes und Luftdrucks (Linienintervall 1 Grad, acht Karten).
5. Anfertigung von Handanalysen des Geopotentialfeldes für das 950-mb-Druckniveau (Linienintervall 25 gpm, acht Karten).
6. Anfertigung von Stromlinienkarten der 950-mb-Fläche (acht Karten).
7. Anfertigung von Handanalysen des Temperaturfeldes der folgenden elf Druckflächen: 950, 850, 700, 600, 500, 400, 300, 250, 200, 150 und 100 mb (Linienintervall 1 Grad, 88 Karten).

8. Handanalysen der Tropopausenhöhe (Linienintervall im polaren Bereich 25 mb, sonst 10 mb) mit Eintragung der Tropopausentemperatur (acht Karten).
9. Handanalysen der Polar- und Subtropik-Frontfläche (acht Karten).

Dies ergibt als Summe eine Anzahl von 136 Kartendarstellungen.

Der Arbeitsaufwand zur Bewältigung des Punktes 7 war erheblich. Es lagen als Arbeitshilfe bei der Ausdeutung des Temperaturfeldes alle Radiosondenaufstiege im betrachteten Gebiet auf Einzelblättern (Rossby-Diagramm) vor. Auf zeitliche als auch räumliche Konsistenz wurde besonderer Wert gelegt. Spezielle Aufmerksamkeit wurde einer korrekten Ermittlung von Polar- und Subtropikfront-Durchstößen in den Aufstiegskurven gewidmet, wobei Luftmassenunterschiede in eindeutiger Weise festgelegt wurden. Die Zeichnung des horizontalen Temperaturfeldes in den einzelnen Druckflächen erfolgte dann so, daß den frontalen Drängungen im Isothermenverlauf verbunden mit Frontenintersektionen genau Rechnung getragen wurde.

Das Grundschema für eine dreidimensional korrekte Ausdeutung des atmosphärischen Temperaturfeldes wurde von FR. DEFANT in jahrelangem eingehendem synoptischem Studium atmosphärischer Fälle entwickelt; vgl. FR. DEFANT und H. TABA (22, 24, 25, 26), FR. DEFANT (23, 27), E. PALMEN und C. W. NEWTON (28). Es beruht auf der Grundkenntnis einer Dreifach-Struktur der Troposphäre derart, daß sie in einen polaren Raum, einen Raum über den mittleren Breiten und einen tropischen Raum mit stark unterschiedlicher vertikaler Temperaturschichtung separabel erscheint. In jedem Teilkörper für sich ist die horizontale Temperaturverteilung wenig variabel (quasi-konservativer Charakter), wobei eine normale allmähliche Abnahme der Temperatur in Richtung von Süden nach Norden stets erkennbar bleibt. Die Trennung zwischen diesen Räumen erfolgt durch einen in vertikaler als auch horizontaler Richtung feststellbaren schärferen Temperaturgegensatz (einerseits durch die geneigte Polarfrontfläche zwischen polarer Atmosphäre und der Atmosphäre der mittleren Breiten, Trennung von Polarluft und Luft der gemäßigten Breiten, andererseits durch die Subtropikfront zwischen der Atmosphäre der mittleren Breiten und der tropischen Atmosphäre, Trennung von Luft der gemäßigten Breiten und Tropikluft). Dieses Fundamentprinzip ist graphisch in der Abb. 1 verdeutlicht. Wie

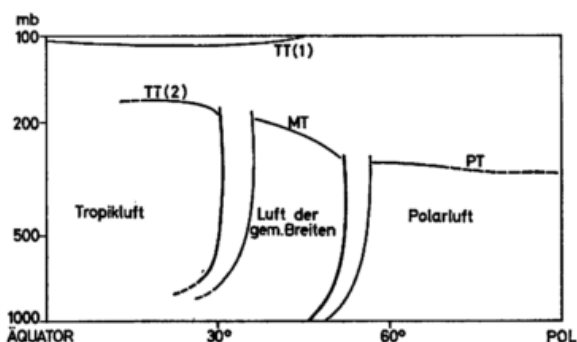


Abb. 1  
Skizze über die Aufteilung der Troposphäre in einzelne Luftkörper

die Skizze zeigt, bildet die Tropopause (als kälteste Schicht, siehe Abb. 2) die obere Abgrenzung dieser drei troposphärischen Luftkörper gegen die darüber lagernde untere Stratosphäre. Sie zeigt nach sorgfältigen Analysen eine dreifache Unterteilung: polare Tropopause (PT), im Winter meist tiefer als 300 mb; mittlere Tropopause (MT) meist zwischen 290 und 220 mb und einer

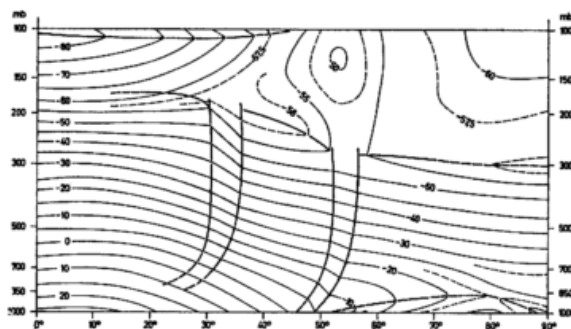


Abb. 2  
Mittlerer Meridionalschnitt der Temperatur für den Monat Februar in °C (10jähriges Mittel 1951-60)

tropischen Tropopause (TT 2), die besonders dann scharf ausgeprägt auftritt, wenn der tropische Luftkörper weit nordwärts ausgreift, wie es in der bearbeiteten Wittersituation der Fall war. Sie findet sich dann zwischen 190 und 145 mb (immer oberhalb 200 mb). In noch größerer Höhe (100-80 mb) ist über dem tropischen Breitenbereich 30° N bis Äquator die eigentliche tropische Tropopause (TT 1) mit extrem kalter Temperatur (um -80° C) feststellbar, die jedoch nördlich 30° N nicht mehr in markanter Weise auffindbar ist.

Wie die Skizze weiter zeigt, sind jeweils Brüche im kontinuierlichen Verlauf dort feststellbar, wo die seitlichen Grenzen der Polar- und Subtropikfront vertikal aufragen. Daß dieses Schema selbst in einem mittleren Meridionalschnitt (Mittel 1951-1960) für den Monat Februar eindeutig mit allen genannten Eigenheiten existent ist, beweist die Abb. 2, vgl. R. PELTE (29).

Das synoptische Grundlagenmaterial wird nun nach dem folgenden Schema präsentiert:

Für jeden Zeittermin wird erstens die Bodenkarte gezeigt, welche in Form einer Maschinenanalyse des Luftdrucks und Temperaturfeldes gebracht wird und die auf Grund maschineller Ausdeutung von Gitterwerten erstellt wurde, die aus der Original-Handanalyse gelesen wurden. Weiter ist der Verlauf der Boden-Polarfront aufgenommen. Das ebenfalls durch Pfeile präsentierte Windfeld ist jenes der 950 mb-Niveaus, da der Bodewind nicht gut bekannt ist. Die Berechnung der Windfelder wird im Abschnitt 5 dargestellt.

Zweitens werden die Geopotential- und Temperaturfelder der Niveaus 850, 700, 500, 300, 200 und 100 mb zusammen mit dem Windfeld im entsprechenden Niveau präsentiert. Diese Darstellungen sind ebenfalls maschinelle Analysen von Gitterwerten, wobei die Temperatur an Gitterpunkten den Original-Handanalysen entnommen wurde und das Geopotential hydrostatisch passend berechnet ist. Für die 500 mb-Fläche wird zusätzlich noch die Originalhandanalyse der Temperatur hinzugefügt.

Drittens wird der vertikale Aufbau der Polar- und Subtropikfront gezeigt, der durch Linien gleicher Intersektion der Fronten mit speziellen Druckniveaus deutlich gemacht wird. Diese Darstellungen enthalten noch den schon früher gezeigten Verlauf der Boden-Polarfront, und die dicker gezeichneten Linien 300 bzw. 200 mb geben den approximativen Verlauf des polaren bzw. subtropischen Strahlstroms wieder. Die Frontenintersektion repräsentiert die Südbegrenzung der Polar- bzw. Subtropikfront.

Viertens werden Detailanalysen der Tropopausenhöhe (in mb) zusammen mit Angaben der Tropopausentemperatur (in °C) vorgelegt. Sie enthalten in Form von zwei dunklen Bändern die seitlichen Grenzen der oberen Polar- bzw. Subtropenfront, wobei die jeweils südliche etwa die beiden Strahlstromachsen markiert.

Die mit einem (F) gekennzeichneten Aufstiege haben ihren vertikalen Verlauf innerhalb der Frontbegrenzungen. Einige Tropopausenangaben weisen eine zweifache Angabe auf (siehe SE-Ecke bei Ägypten). Hier tritt die hochliegende tropische Tropopause (TT 1) nahe 100 bis 80 mb auf und überdeckt die darunter vorhandene andere Art der tropischen Tropopause (TT 2, 190 bis 145 mb). Die Angabe (NR) weist darauf hin, daß der Aufstieg die Tropopause nicht erreicht hat ("not reached"). Die angegebenen Werte sind dann die höchst erreichten. Die Angaben (NO) bedeuten das Ausbleiben eines Aufstiegs.

Um dem Leser neben den maschinell aus Gitterwerten erstellten Analysen noch Einblick in den detaillierten Charakter der Handanalysen zu gewähren, werden als Beispiel für den 14. Februar, 12 GMT, die Original-Handanalysen der Temperatur für die oben erwähnten Druckflächen wiedergegeben.

Die Schilderung der synoptischen Gegebenheiten erfolgt nun separat für alle acht Termine im zeitlichen Ablauf.

### 3.1. 14. Februar 1962, 00 GMT

#### 3.1.1. Erdboden (Abb.3)

Die Abb. 3 vermittelt dem Leser einen Einblick in die Bodensituation zu Beginn des in dieser Studie bearbeiteten Zeitintervalls. Eine bereits okkludierte Zyklone

gengrade) und die ihr zugehörige Kaltfront nahezu Nord-Süd orientiert. Innerhalb des warmen Sektors strömt im westlichen Randbereich eines kräftigen mittelatlantischen Hochs (Kerndruck > 1040 mb) warme, subtropisch gefärbte Luft nord- bzw. nordostwärts und gleitet an der Zyklonenvorderseite (Warmfront) unter Auslösung von Niederschlag auf.

Über dem Ostteil des Bildes erkennt man einen weiteren Zyklonenkern (<970 mb). Diese Störung hatte Europa in den Vortagen überquert und in ihrer Rückseite ist polare Kaltluft mit frischen nördlichen bis nordwestlichen Winden in ganz West-, Mittel- und Osteuropa eingedrungen. Sie wird durch eine Bodenkaltfront im Süden des Bildes begrenzt, wobei über der Adria eine kleine Wellenbildung beobachtbar ist. Der Gesamtverlauf der Polarfront am Erdboden läßt bereits einen großzügigen Wellenzug erkennen, der in den oberen, später diskutierten Druckflächen deutlicher erkennbar wird.

Starke meridionale Gegensätze von ca. 45 Grad zeigen sich im Temperaturfeld zwischen 40 und 75° N (Nord-Grönland -30° C, südlicher Atlantik und Mittelmeer +15° C). Über der Nordsee und dem Nordmeer, sowie über dem Seegebiet westlich von Grönland sind starke Verformungen im Isothermenverlauf erkennbar, die als Aufheizung von der See her zu deuten sind. Ebenso nimmt der grönländische Festlandssockel star-

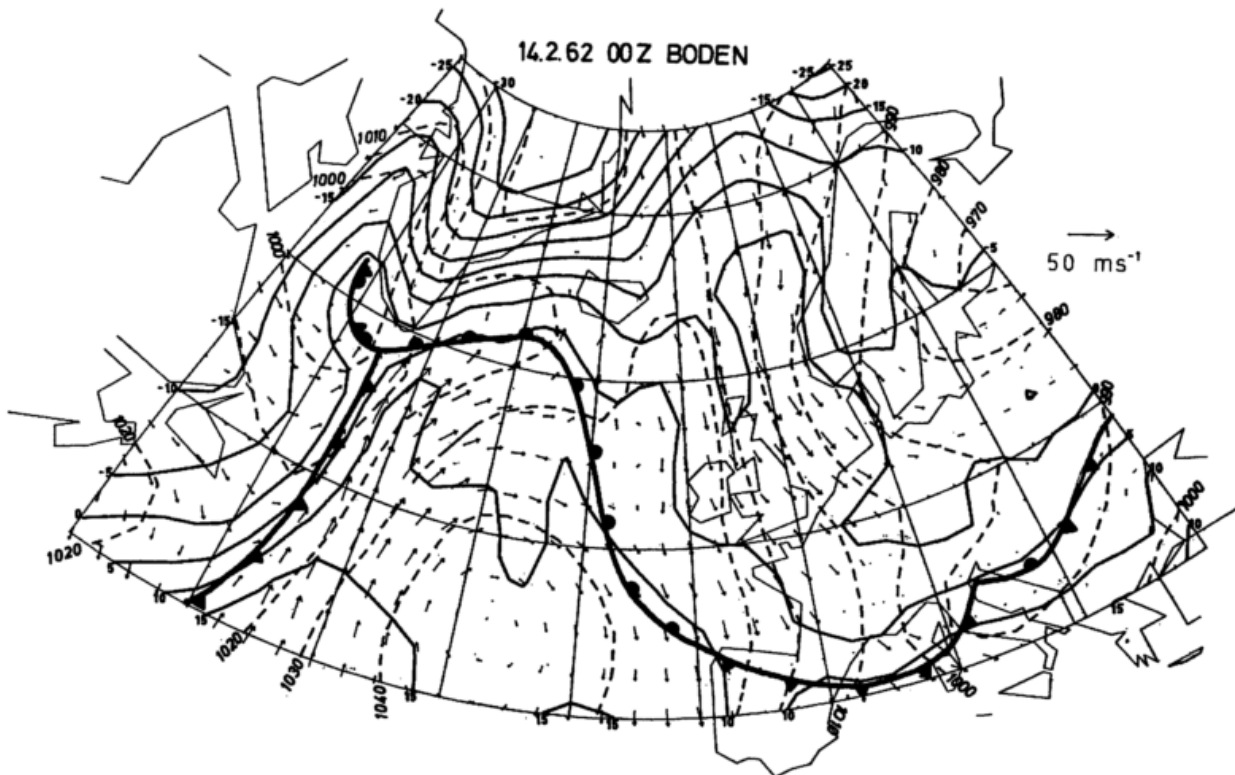


Abb. 3  
Bodenkarte für den 14. 2. 62, 00 GMT  
ausgezogene Linien: Temperatur (°C)  
gestrichelte Linien: Luftdruck (mb)  
Pfeile: Windvektor

(Kerndruck < 1000 mb) findet sich mit ihrem Kern westlich und südwestlich von Grönland. Diese Störung entwickelte sich im ostamerikanischen Küstenbereich aus einer Initialwelle bis ins okkludierte Stadium, während sie sich an den beiden Vortagen (12. und 13. Februar) bis in den Raum südwestlich von Grönland nordostwärts bewegte. Ihr Warmsektor ist relativ breit (ca. 25 Län-

ken Einfluß gegenteiliger Art auf den Isothermenverlauf.

Im Bodenwindfeld ist starkes ageostrophisches Überwehen der Isobaren zum tiefen Druck hin als Folge der berücksichtigten Bodenreibung erkennbar (über die Art der Bodenreibungsberechnung siehe Abschnitt 5.2.).

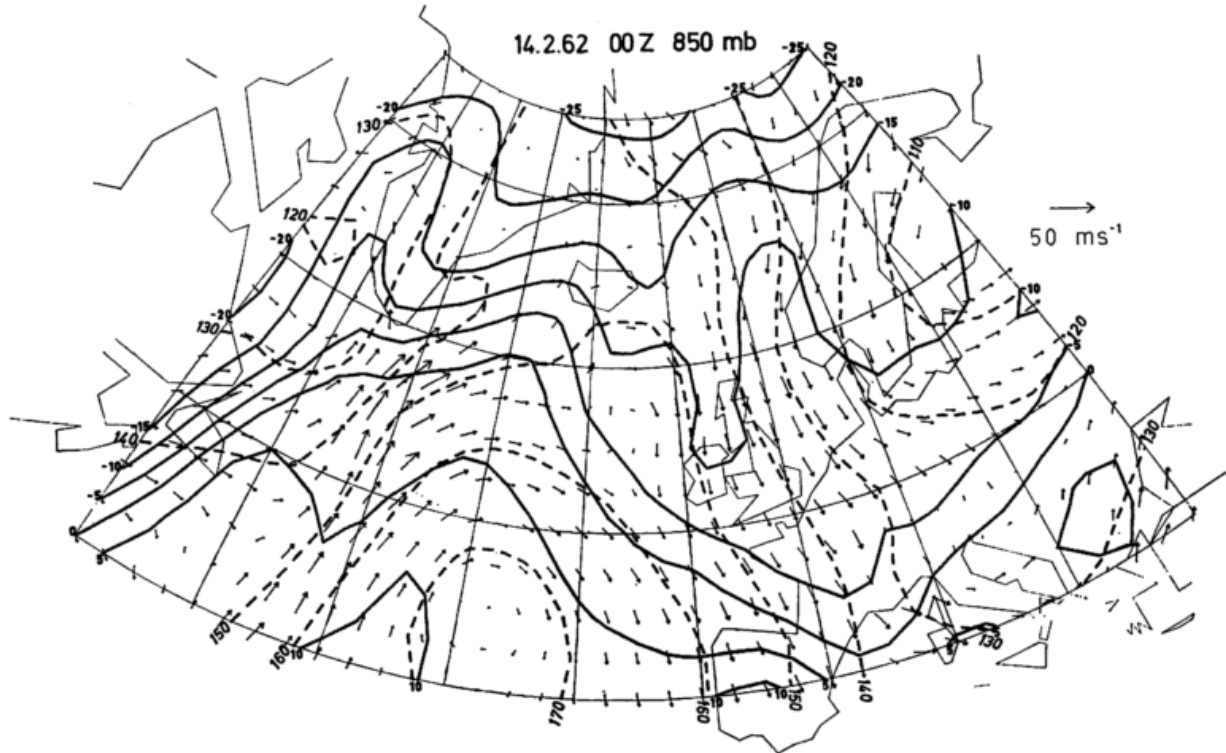


Abb. 4  
850-mb-Fläche für den 14. 2. 62, 00 GMT  
ausgezogene Linien: Temperatur (°C)  
gestrichelte Linien: Isohypsen (gpm)  
Pfeile: Windvektor

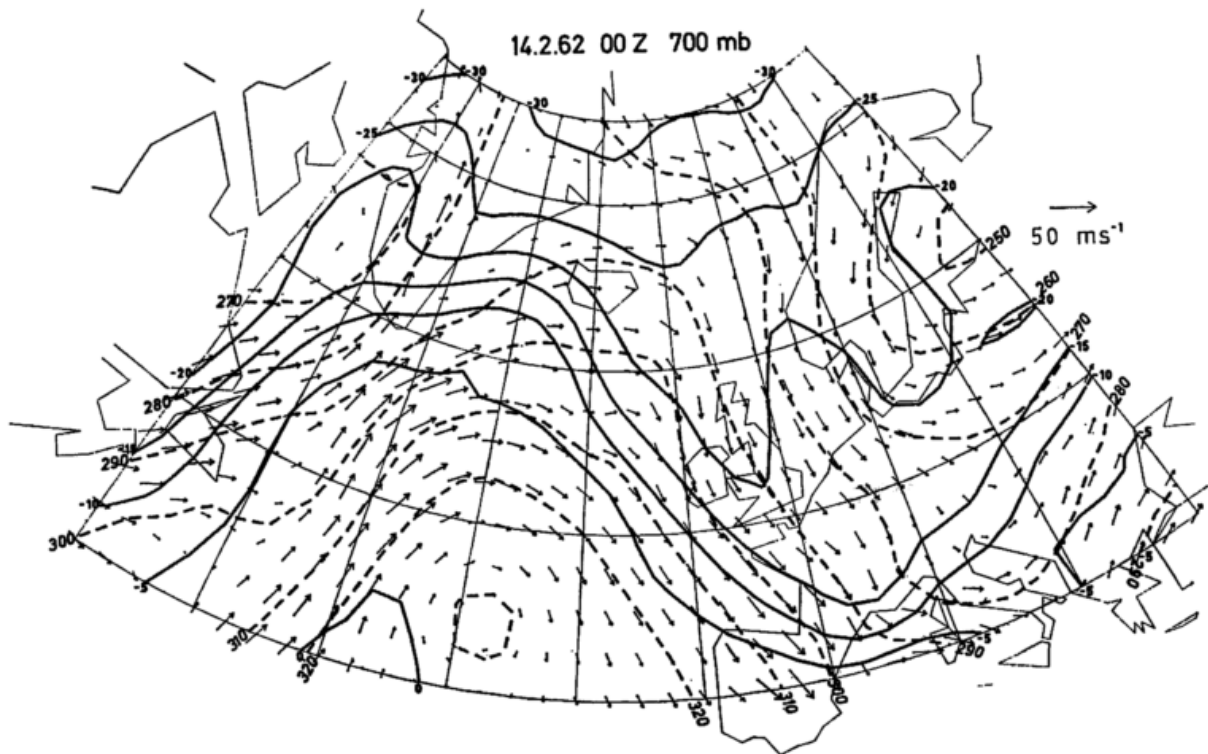


Abb. 5  
700-mb-Fläche für den 14. 2. 62, 00 GMT

### 3.1.2. Die Druckniveaus 850 und 700 mb (Abb. 4 und 5), untere Troposphäre

Die Eigenheiten des Temperatur, Druck- und Strömungsfeldes in diesen beiden Flächen können in engem Zusammenhang besprochen werden. Deutlich ist nunmehr eine lange atmosphärische Welle erkennbar mit einem gut ausgeprägten warmen Wellenrücken über dem mittleren Nordatlantik und zwei flankierenden kalten Wellentrögen über Europa und dem amerikanischen Ostküstenbereich. Die Temperaturwelle ist dabei gegenüber der Druckwelle um ca. 15 bis 20 Längengrade westwärts verschoben. Verglichen mit dem Erdboden nimmt zwar der totale meridionale Temperaturgegensatz zwischen 40 und 75° N ab (in 850 mb beträgt er 35 Grad, in 700 mb nur mehr 30 Grad), aber ausgeprägte Temperaturunterschiede, die in Wellenform auf einen schmalen Breitenbereich konzentriert sind, machen den Polarfront-Gegensatz in diesen Flächen deutlich. Die hier vorliegenden Bilder sind aber nach den Gitterpunktswerten (alle 2,5° Breite und Länge) gezeichnet und Linienintervalle von 5 zu 5 Grad geben nur einen rohen Einblick in die scharfe Drängung der Isothermen innerhalb der Polarfrontgrenzen. Diese Drängung kann nur eine Analyse von Grad zu Grad richtig wiedergeben. Beispiele für solche Originalanalysen der Temperatur werden für den nächsten Zeitermin (14. Februar, 12 GMT) präsentiert oder als Vergleich bei jedem Termin für das 500-mb-Niveau. Aus ihnen sind die Gitterwerte entnommen worden, die auch die alleinige Grundlage für die an anderer Stelle publizierten Energierechnungen sind. Weiter ersieht man aus diesen Bildern deutlich, daß sich der erwärmende Einfluß der Nordsee bzw. des Nordmeeres und des Meeresgebietes westlich von Grönland und der gegensätzlich wirksame abkühlende Einfluß Grönlands bis ca. 3000 m Höhe feststellen läßt.

Innerhalb der reinen Polarluft nördlich der Polarfront und innerhalb der wärmeren Luft südlich derselben sind die meridionalen Temperaturgegensätze geringer.

Was das Windfeld angeht, so zeigen die Windpfeile an den Gitterpunkten weitgehende Geostrophie und die Windstärke nimmt aufwärts zu, was auch durch die Verschärfung der horizontalen Druckgegensätze aufwärts von 850 nach 700 mb deutlich wird.

### 3.1.3. Das Druckniveau 500 mb (Abb. 6 und 7), mittlere Troposphäre

In der mittleren Troposphäre nimmt der totale meridionale Temperaturkontrast weiter ab (nur mehr ca. 27 Grad zwischen 40 und 75° N), jedoch ist die Temperaturdifferenz auf einen schmalen Breitenbereich, ebenso wie die Änderung des Höhenfeldes in dieser Druckfläche stark konzentriert (10 bis 15 Grad auf ca. 5° Breite). Die dominierende Eigenheit dieser Fläche ist die lange Rossby-Welle mit einer Wellenlänge von ca. 2600 km, die genau wie in den unteren Flächen einen warmen Rücken über dem mittleren Atlantik und zwei kalte Tröge über Westeuropa und Ostamerika aufweist. Temperatureinflüsse von der Unterlage her sind in ca. 5500 m Höhe kaum noch feststellbar.

Will man sich über den genauen Verlauf der Polarfront in dieser Fläche orientieren, so muß man die Abb. 7 inspizieren, die die genaue Handanalyse des Temperaturfeldes mit einem Isothermenabstand von 1 Grad präsentiert. Ein deutlich aus der Liniendrängung erkennbares Band separiert die kalte Polarluftmasse im Norden von wärmerer Luft der gemäßigten Breiten im Süden. Dieser Temperaturkontrast repräsentiert den Schnitt der Polarfront mit der 500-mb-Fläche und beträgt meist 5 bis 8 Grad auf einer horizontalen Distanz von 100 bis 150 km quer durch die Polarfront hindurch. Innerhalb der kalten Polarluftmasse stellt man Temperaturen zwischen -35 und -45° C fest, während südlich der Frontalzone im schmalen Bereich mit Luft der gemäßigten Breiten charakteristische Temperaturen von -29 bis -23° C auftreten. Die Isothermendrängung findet sich nach aller synoptischen und statistischen Erfahrung und nach der Evidenz aus den Aufstiegen im In-

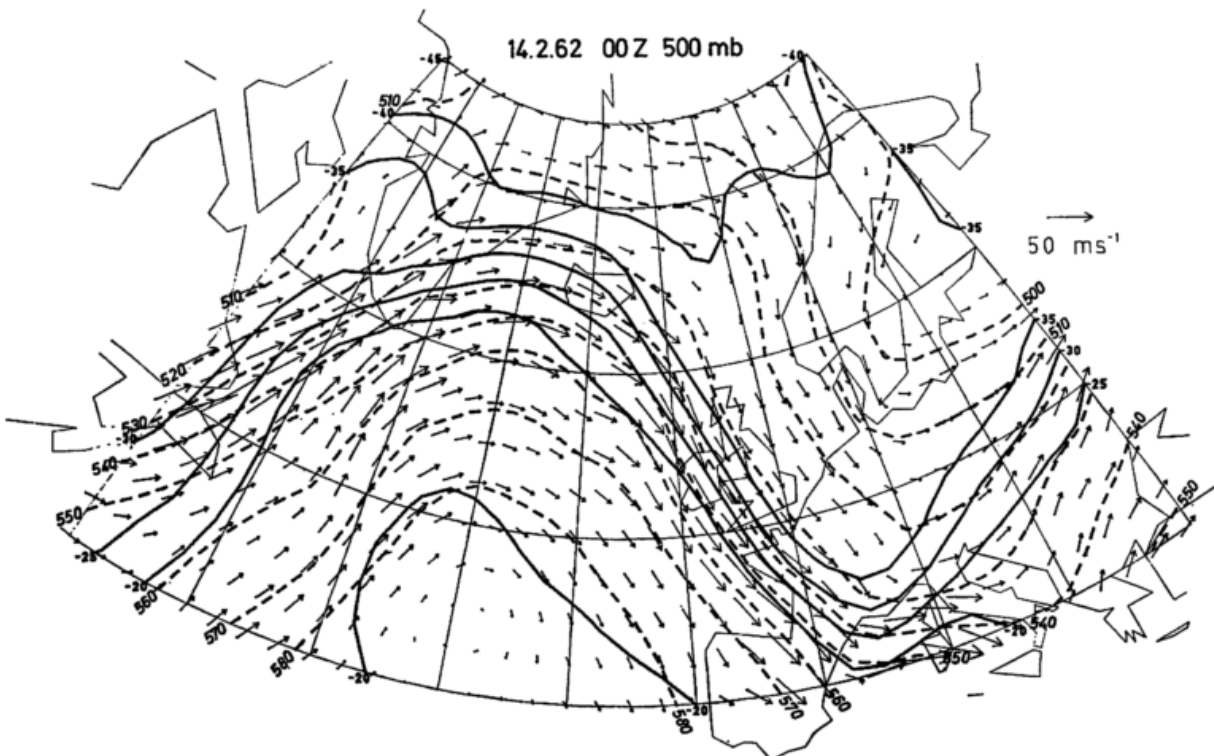


Abb. 6  
500-mb-Fläche für den 14. 2. 62, 00 GMT

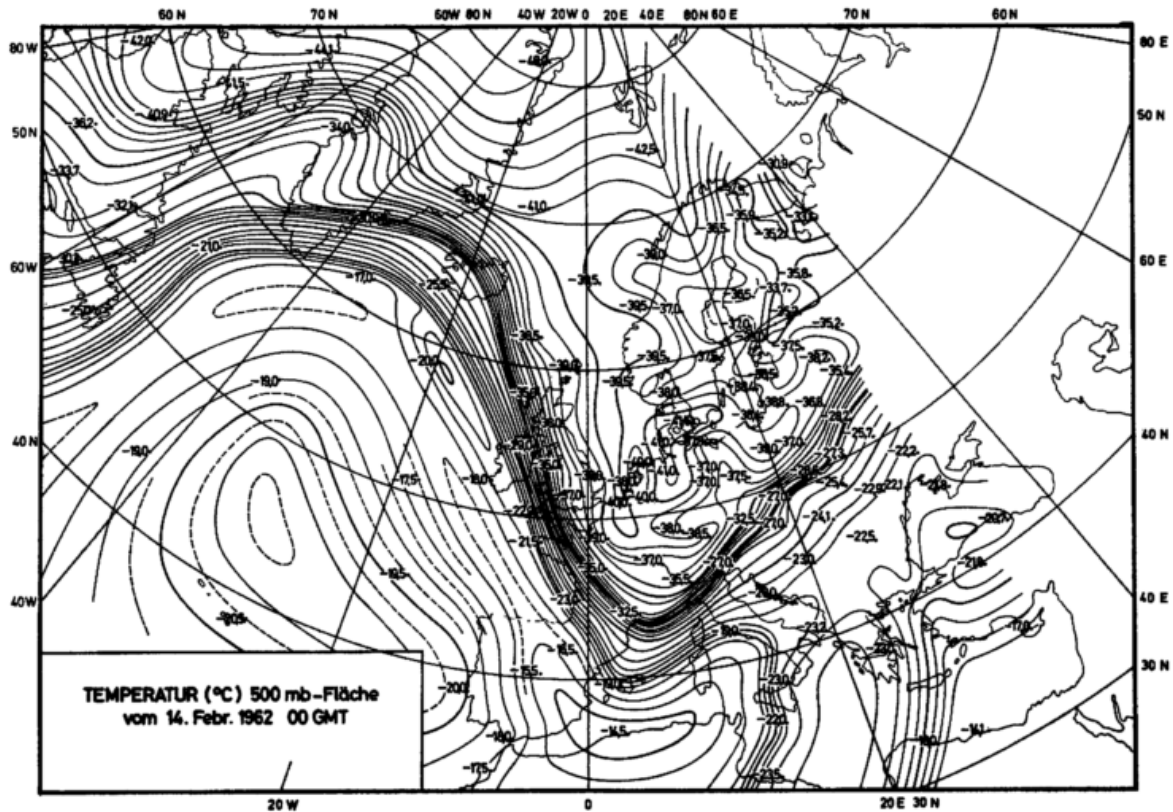


Abb. 7  
Temperatur-Handanalyse der 500-mb-Fläche  
für den 14. 2. 62, 00 GMT; Temperaturangaben in °C

tervall zwischen  $-29$  und  $-35^{\circ}\text{C}$  in der Winterzeit der Nordhalbkugel.

Was aber noch zusätzlich in dieser Fläche auffällt und äußerste Beachtung verdient, ist der Umstand, daß noch eine weitere Liniendrängung im Isothermenverlauf nach Süden hin auffindbar ist. Sie markiert den Schnitt der im betrachteten Fall über dem Atlantik weit nordwärts verlagerten Subtropen-Front mit der 500-mb-Fläche (siehe Abb. 1 und 2). Der Übergang erfolgt etwa im Isothermenintervall zwischen  $-22$  und  $-18^{\circ}\text{C}$ . Bei steil geneigter Subtropenfront ist die mit ihr verbundene Isothermendrängung stärker, bei flacher Neigung weniger gut erkennbar. Erst in höheren Druckflächen erreicht der Temperaturkontrast innerhalb der Frontgrenzen der Subtropenfront maximales Ausmaß; dort ragt sie meist sehr steil empor.

Südlich der Subtropenfront im Bereich echter, sehr warmer Tropikluft finden sich in der Abb. 7 warme Temperaturen (meist wärmer als  $-20^{\circ}\text{C}$ ), und dem Strömungscharakter entsprechend (siehe Abb. 6) zieht sich ein Band maximaler Temperatur wenig südlich der Front und parallel mit ihr mit Temperaturen von maximal  $-14^{\circ}\text{C}$  hin. In der äußersten SE-Ecke der Abb. 7 umrundet die Subtropenfront ein größeres Gebiet mit Luft der gemäßigten Breiten.

Das Windfeld in der 500-mb-Fläche (siehe Abb. 6) erreicht verglichen mit den früher besprochenen unteren Niveaus größere Intensität und nimmt in der Nähe der Fronten bzw. hart südlich von ihnen fast strahlstromartigen Charakter an.

### 3.1.4. Die Druckniveaus 300 und 200 mb (Abb. 8 und 9), die Niveaus des polaren und subtropischen Strahlstroms

Die Abb. 8 und 9 geben dem Leser Einblick in die Temperatur-, Druck- und Strömungsverhältnisse in den beiden Strahlstrom-Niveaus (ca. 9 und 12 km Höhe).

Hier ist das Strömungsfeld in beiden Niveaus, zusammen mit dem Höhenfeld, die markanteste Eigenheit. Das Strömungsfeld zeigt ausgeprägten Strahlstromcharakter in deutlicher Wellenform in beiden Flächen im Zusammenhang mit einem aus dynamischen Gründen verbundenen intensiven horizontalen Gradienten des Höhenfeldes quer zum Strom. Der im Gesamtbereich zwischen  $40$  und  $75^{\circ}\text{N}$  feststellbare maximale Höhenunterschied ist in beiden Flächen etwa gleich groß (ca. 1100 gpm). Er ist aber im engeren Strahlstrombereich fast von derselben Größe (ca. 700 gpm auf 1100 km Horizontalentfernung, oder  $0,64$  gpm/km, was einer geostrophischen Strömungsgeschwindigkeit von im Mittel  $65$  m/s oder 130 Knoten entspricht). Es gibt aber Stellen, wo der Wind bei noch stärkerer Drängung der Höhenlinien (siehe z. B. über Irland/Südwestengland) durchaus nach den Beobachtungen mehr als  $80$  m/s erreicht. In den jefernen Gebieten geht die Windgeschwindigkeit bei starker seitlicher Stromscherung rasch auf schwächere Intensität zurück.

Das Temperaturfeld nimmt in diesen Flächen eine zunehmend schwierig zu interpretierende Form an. Dies ist deshalb so, weil beide Flächen von der in variabler Höhe sich einstellenden Tropopause geschnitten werden (siehe spätere Abb. 12).

Im 300-mb-Niveau (siehe Abb. 8) ist das Temperaturfeld weitgehend noch geordnet. Im Norden liegt die Tropopause im polaren Bereich bereits unterhalb von 300 mb. Die stratosphärischen Temperaturen sind aber wegen fehlender Sonneneinstrahlung (polare Nacht) relativ niedrig ( $-55$  bis  $-60^{\circ}\text{C}$ ) und die Temperatur nimmt dort, wie Abb. 9 zeigt, mit wachsender Höhe weiter ab. Diese Erscheinung ist auch im mittleren Meridionalschnitt der Temperatur für den Februar, Abb. 2, zu beobachten. Entlang der Achse des Polarjets sind die Temperaturen bei Werten zwischen  $-47$  und  $-50^{\circ}\text{C}$  weitgehend quer zum Strom ausgeglichen. Es würde sich noch etwas höher in der 275-mb-Fläche, dort wo der

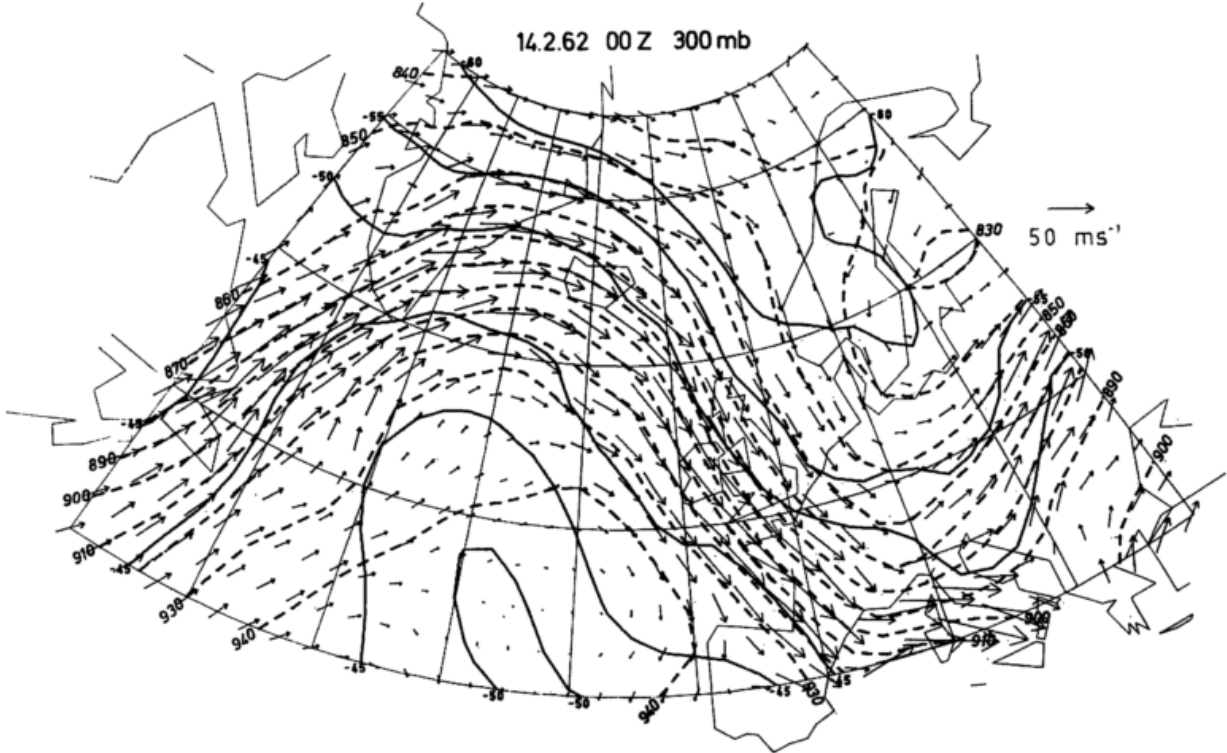


Abb. 8  
300-mb-Fläche für den 14. 2. 62, 00 GMT

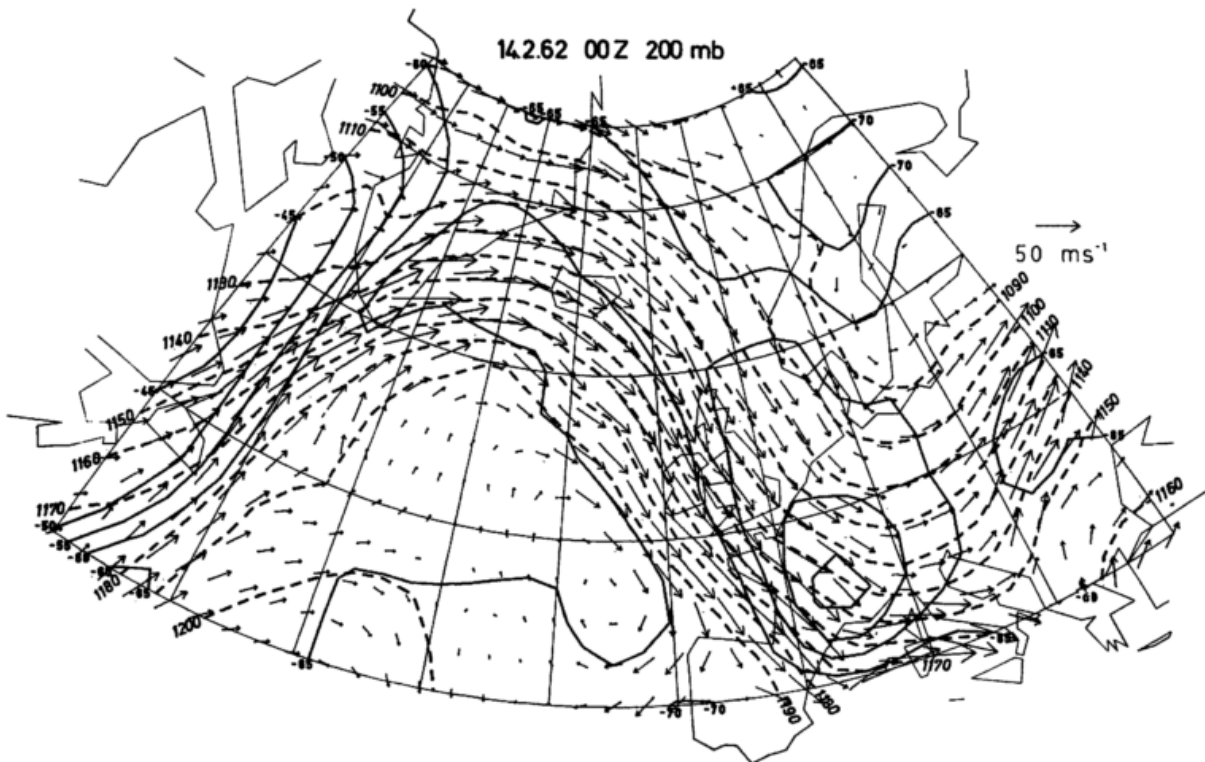


Abb. 9  
200-mb-Fläche für den 14. 2. 62, 00 GMT

polare Jet im Mittel sein Maximum besitzt, in horizontalen Richtung ein vollständiger Temperatenausgleich einstellen. Südlich davon oberhalb des warmen Bandes, das früher in der 500-mb-Fläche beschrieben wurde, zeigt sich auch im 300-mb-Niveau ein solches Band mit Temperaturen wärmer als  $-45^{\circ}\text{C}$ . Dort liegt, wie wir noch sehen werden, die Tropopause hoch (ca. 170 bis 140 mb) und daher sind diese Temperaturen noch als troposphärische anzusprechen. Dagegen senkt sich die Tropopause im amerikanischen Trog an der Westgrenze des Feldes der Abb. 8 stark ab (unter 400 mb) und bei südlicherer Breitenlage dieser Region treten hier stratosphärisch warme Temperaturen (wärmer als  $-45^{\circ}\text{C}$ ) in Erscheinung.

Noch gestörter gestaltet sich das Temperaturfeld in 11 bis 12 km Höhe (200 mb, Abb. 9). In beiden Trogbereichen über Frankreich und nördlich von Neufundland sind die warmen Temperaturen stratosphärisch zu deuten, während der Norden unter Einfluß der polaren Nacht tiefe stratosphärische Temperaturen zwischen  $-60$  und  $-70^{\circ}\text{C}$  aufweist. Südlich der Achse des Subtropenjets sind die Temperaturen noch troposphärisch und weitgehend konstant (um  $-60^{\circ}\text{C}$ ).

### 3.1.5. Die Polar- und Subtropenfront und ihre räumliche Gestalt (Abb. 10 und 11)

Die detaillierte Temperaturanalyse auf insgesamt zehn troposphärischen Druckflächen (vom Erdboden bis 200 mb), von denen hier nur 6 Flächen präsentiert wurden, erlaubte es, den dreidimensional im Raum geneigten Aufbau der Polar- und Subtropenfront festzulegen. Dabei wurden aus den Aufstiegen jeweils die südliche Frontgrenze ermittelt, da sich diese Stelle in den Aufstiegen durch einen markanten Knick im vertikalen Temperaturgradienten (Übergang von stabiler Schichtung innerhalb der Frontgrenzen in eine nahezu feucht- oder trockenadiabatische Schichtung innerhalb der wärmeren Luft) deutlich erkennbar festlegen läßt. Schließlich gelingt es durch sorgfältiges Zusammenfügen aller Informationen, den geneigten Aufbau der beiden Fronten im Raum bildlich darzustellen. Die Abb. 10 und 11 zeigen diesen Aufbau durch eine Auswahl von Schnittlinien der südlichen Frontgrenze mit bestimmten Druckflächen. Sind aufeinander folgende Linien weitabständig, so ist die Frontfläche wenig, sind sie engabständig, so ist die Frontfläche steil geneigt.

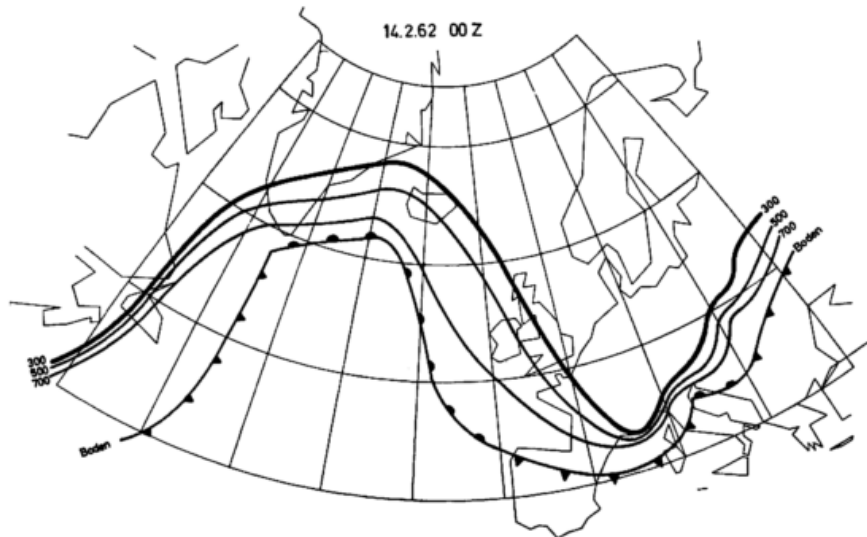


Abb. 10  
Der Verlauf der Polarfront am Boden, in 700, 500 und 300 mb  
für den 14. 2. 62, 00 GMT

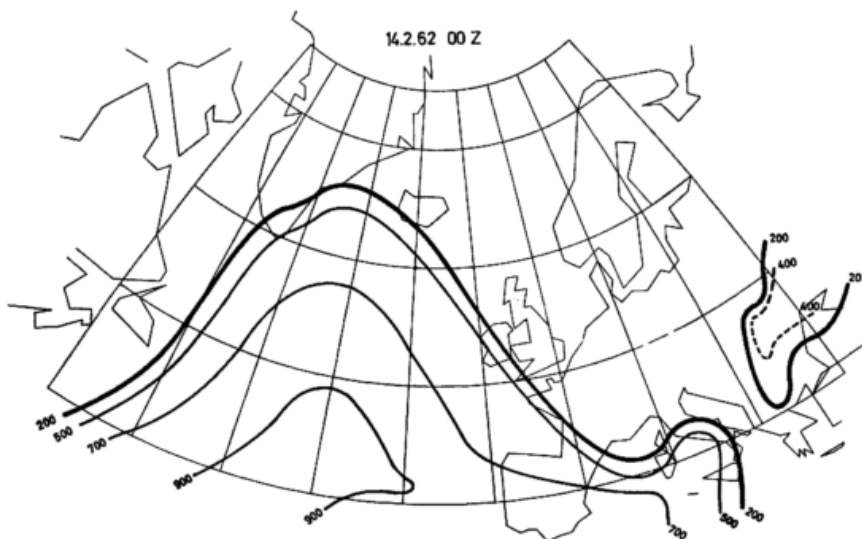


Abb. 11  
Der Verlauf der Subtropenfront in 900, 700, 500 und 200 mb  
für den 14. 2. 62, 00 GMT

Die Abb. 10 zeigt die Polarfront. Dabei ist die Bodenfront mit der üblichen Symbolik als unterste Frontbegrenzung aufgenommen, und die starke Linie (mit 300 mb bezeichnet) zeigt den Verlauf der Polarfront in ca. 9 km Höhe. Dort ist er auch approximativ identisch mit der Achse des polaren Strahlstroms, der eng angelehnt an diese südliche Frontbegrenzung in 300 und 275 mb seinen wellenförmigen Weg nimmt. Die Polarfront zeigt zu diesem Zeittermin eine klassische Wellenform. Ihre Neigung ist recht unterschiedlich. Sie ist an den Ostflanken der Wellentröge steil aufragend, also über dem Balkan, Norditalien, dem westlichen Mittelmeer und über Neufundland mit Ausnahme des untersten Abschnitts. Weniger steil ist sie an der Westflanke des europäischen Troges geneigt, wo sie nur im oberen Teil steiler aufragt.

Eingebettet in und über dem rückenförmigen Wellenteil, der den gesamten Nordatlantik überdeckt, findet man in Abb. 11 die Subtropenfrontfläche. Oberhalb und südlich von ihr tritt mit SW-Strömung reine tropische Luft im Westen ein und - nach Vollführung einer antizyklonischen Drehung mit Strömung aus NW - im Osten aus (siehe Abb. 9). Ähnlich wie in Abb. 10 kann die in Abb. 11 dick ausgezogene 200-mb-Linie als approximative Achse des Subtropenstrahlstroms gedeutet werden. Wie die Linienführung in Abb. 11 angibt, erreicht die Subtropenfront den Erdboden nicht, sondern ihre tiefste Lage im südlichen mittleren Atlantik ist etwa 900 mb (ca. 400-500 m über dem Meer). Ihre Neigung ist bis etwa zum 500-mb-Niveau aufwärts gering, dann ragt sie allseitig sehr steil bis 200 mb empor. In der Südostecke des Bildes ist nördlich des Schwarzen Meeres von 400 bis 200 mb aufwärts ein hochliegender Bereich vorhanden, der von tropischer Luft erfüllt ist. Auf diesen Umstand wird später bei Abb. 12 noch näher eingegangen.

Die beiden Bilder der Hauptfrontalzone machen deutlich, daß am 14. Februar, 00 GMT, die Achsen des polaren und subtropischen Strahlstromes nahe aneinander grenzen, d. h. daß zwischen dem kalten polaren und dem sehr warmen tropischen Bereich nur ein verhältnismäßig schmaler atmosphärischer Raum eingelagert ist, der entsprechend der schematischen Abb. 1 von Luft der gemäßigten Breiten erfüllt ist. Die früher erwähnten starken Temperaturgegensätze in der Troposphäre, verursacht durch das räumlich sehr nahe Aneinandergrenzen der Hauptfronten, sind ein Ausdruck für die hohe Baroklinität der Atmosphäre zu dieser Zeit. Auch soll noch besonders hervorgehoben werden, daß vertikal über dem Bodenzentrum der Zyklone bei Grönland von ca. 500 mb an aufwärts tropische Warmluft vorhanden ist.

### 3.1.6. Die Tropopause (Abb. 12)

Bevor die Abb. 12 besprochen wird, muß man noch einmal auf die Abb. 1 zurückgehen. Sie zeigt, daß die aus drei markant unterscheidbaren Luftkörpern bestehende Troposphäre durch die als kalte Grenze definierte Tropopause begrenzt und von der darüberlagernden unteren Stratosphäre separiert ist. Über jedem atmosphärischen Troposphärenbereich (polar, gemäßigt, tropisch) stellt sich eine charakteristische Tropopause ein, die nach Temperatur, Form und Höhenlage nach strenger Statistik und meteorologischer Erfahrung unterscheidbar ist. Der Übergang von einem in den anderen Tropopausentyp erfolgt durch Bänder von 100 bis 150 km Breite als Grenzen der obersten feststellbaren Bereiche der Polar- und Subtropenfront. Die Bänder sind in Abb. 12 dunkel gefärbt. Die südliche Grenze dieser frontalen Bänder ist jeweils mit den Achsen des polaren bzw. subtropischen Strahlstromes identisch. Die Figur enthält weiter für jede Station die Höhe der Tropo-

pause in mb als große dreistellige Zahlen und darunter die Tropopausentemperatur in °C als kleinere zweistellige Zahlen. Die Angaben wurden mit späteren Terminen so konsistent und sinnvoll wie möglich hinsichtlich der Höhe handanalysiert.

Südlich des Subtropenfrontverlaufes bzw. des Verlaufes des Subtropenjets stellt sich, wie die Abb. 12 zeigt, eine hochliegende tropische Tropopause (TT 2) im Druckintervall zwischen 190 und 145 mb ein, entsprechend einer Höhe von ca. 13 bis 15,5 km. Dieser Tropopausenbereich wurde mit einem Höhenlinienabstand von 5 mb analysiert, da die Höhenunterschiede relativ klein bleiben. Diese tropische Tropopause (TT 2), die in den Aufstiegen sehr deutlich durch sehr kalte Temperaturen von -70 bis -80°C und einen scharfen Übergang von Temperaturabnahme unterhalb in eine Temperaturzunahme oberhalb von ihr definiert ist, darf nicht mit der hochliegenden tropischen Tropopause der Breitenzone 30° N bis Äquator nahe 100 bis 80 mb (TT 1) verwechselt werden, wie schon eingangs ausgeführt wurde. Am höchsten mit Werten von etwa 150 mb liegt die Tropopause in einem Band, das sich südlich und parallel mit der Subtropenfront einherzieht. Dort sind auch die kältesten Tropopausentemperaturen zu verzeichnen. In tieferen Niveaus war unterhalb dieses Bandes in der mittleren und oberen Troposphäre der Zustrom warmer Tropikluft feststellbar, der sich durch ein ähnliches Band wärmster Temperatur in Abb. 7 und Abb. 8 erkennen ließ.

Der Bereich einer tieferliegenden Tropopause der gemäßigten Breiten zwischen Polar- und Subtropenfront ist, wie die Abb. 12 zeigt, relativ schmal und die Neigung der Tropopause ist in diesem Bereich größer. Deshalb wurde hier für die Analyse ein Linienintervall von 25 mb gewählt. Die Tropopausenhöhe variiert zwischen 210 und 290 mb. Im Südosten der Abb. 12 zeigt sich eine starke Verschleifung der Subtropenfront. Hier ist über Griechenland und Kleinasien eine tieferliegende Tropopause oberhalb eines kälteren troposphärischen Luftkörpers feststellbar, der einen Rest eines vor dem 14. Februar erfolgten Kältevorstoßes nach südlicheren Breiten hin darstellt. Umgekehrt stellt man über dem Nordteil des Kaspischen Meeres mit einer Verlängerung nach Westen die Existenz der kalten tropischen Tropopause fest. Hier erfolgte vor dem 14. Februar ein Einschub von Tropikluft, aber nur in relativ hohen Schichten oberhalb von 400 mb (siehe Abb. 11). Im äußersten Südosten sind bei vier Stationen Andeutungen vorhanden, daß die tropische Tropopause (TT 1) nahe 100 mb oder etwa 16 km Höhe die untere überdeckt. Diese Stationen sind mit einem Kreis umrandet.

Geht man nun durch die Polarfront hindurch in den polaren Bereich über, so stellt man eine wesentlich tiefere Tropopausenhöhe meist unterhalb von 300 mb fest. Diese polare Tropopause zeigt starke Höhenvariabilität und stellt sich hart nördlich der Polarfront auf eine sehr tiefe Lage ein. In einer Zone parallel und nördlich der Front geht hier die polare Tropopause stellenweise sogar unter 450 mb herab. Dies erfolgt aus dynamischen Gründen im Zusammenhang mit dem starken Strahlstrom. Über dem Nordmeer, Nordnorwegen und -schweden sowie Nordrußland findet sich die Tropopause oberhalb von 300 mb. Dies ist eine Folge der im Zusammenhang mit der gealterten starken Zyklone mit Kern östlich von Leningrad während ihrer Lebensgeschichte bis in große Höhen gehobenen und nordwärts verfrachteten Warmluftschale. Da aber die Aufstiege in diesem Gebiet bis 300 mb sehr kalte polare Struktur zeigten, wurde auf eine Einbeziehung dieser Region in den Bereich der gemäßigten Luftmasse verzichtet. Über der Polarkappe nördlich von etwa 70° N liegt die Tropopause nahe 300 mb, jedoch nimmt hier wegen der polaren Nacht die

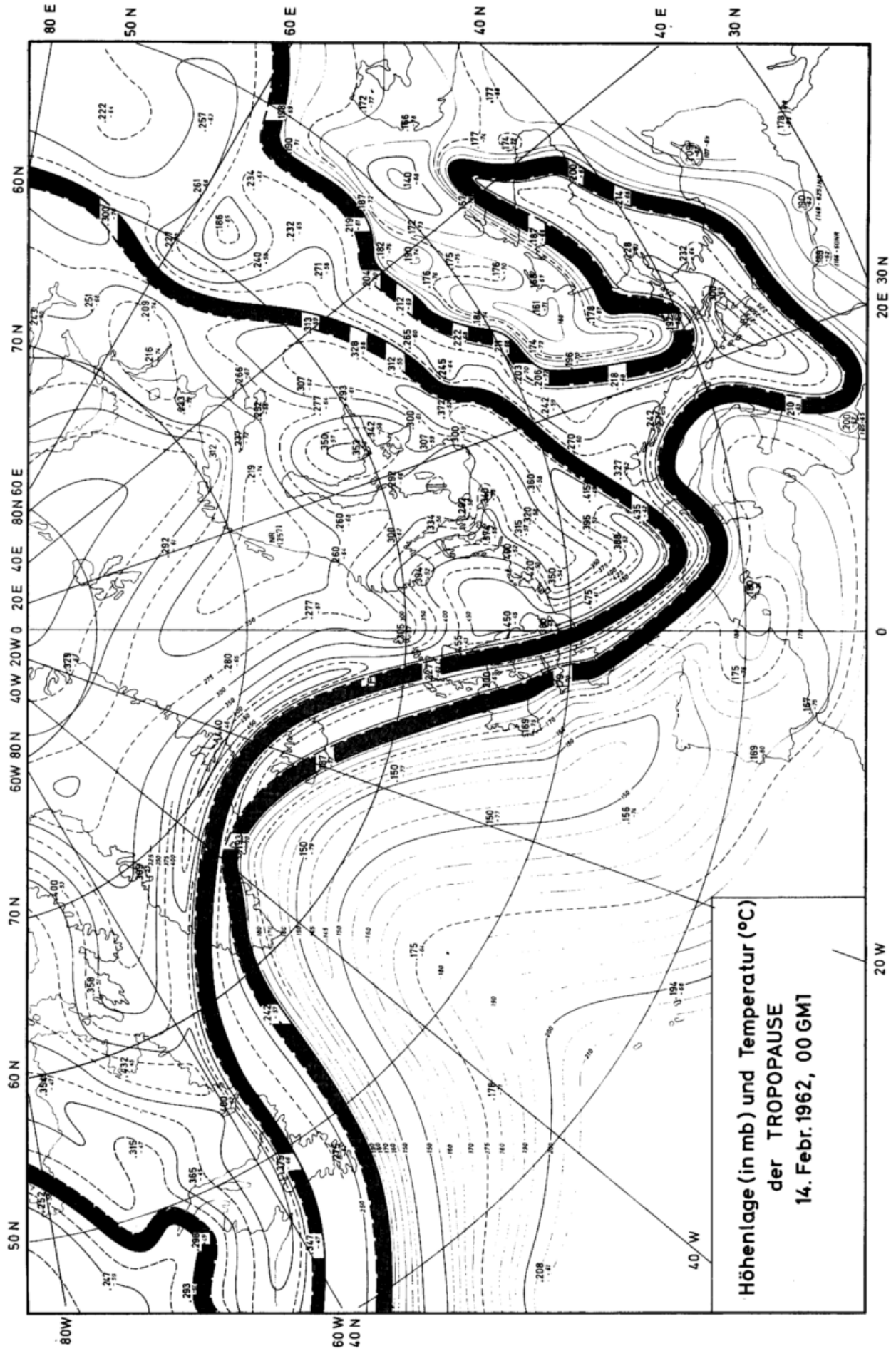


Abb. 12  
Die Höhenlage (in mb) und Temperatur (in °C) der Tropopause für den 14. 2. 62 GMT;  
die schattierten Bänder geben den Verlauf des obersten Bereiches von Polar- und Subtropenfront wieder

Temperatur mit der Höhe auch oberhalb von 300 mb weiter ab, und daher ist die Tropopause in diesem polaren Bereich nur durch einen schärferen Übergang von einer stärkeren troposphärischen Abnahme in eine schwächere stratosphärische Abnahme der Temperatur mit der Höhe gekennzeichnet.

### 3.1.7. Das Druckniveau 100 mb (Abb. 13), untere Stratosphäre

Strömung und Höhenfeld sind auch hier weitgehend durch das geostrophische Gleichgewicht aneinander gebunden. Wie man deutlich an Hand der Windpfeile der Abb. 13 erkennen kann, ist die Intensität der Luftströmung im 100-mb-Niveau kaum schwächer als in den früher diskutierten 300- und 200-mb-Flächen. Der Wind nimmt mit der Höhe im Mittel für das gesamte Areal vom 200- bis zum hier nicht gezeigten 150-mb-Niveau etwas ab, jedoch bis zum 100-mb-Niveau aufwärts wie-

peraturen südlich oder zur Rechten und warmen nördlich oder zur Linken der Hauptstromrichtung.

Die relativ ausführliche Schilderung des Anfangstermins gibt dem Leser einen wohl genügend genauen Einblick in die dreidimensionale Struktur der Atmosphäre zu Beginn des für diese synoptische Studie gewählten vier Tage umfassenden Zeitintervalls. Im folgenden werden für den nächsten Termin (14. Februar 1962, 12 GMT) zur Instruktion nur die Originaltemperaturenanalysen auf den einzelnen Druckflächen präsentiert, damit der Leser eine Vorstellung über die Feinstruktur des atmosphärischen Temperaturfeldes erhält und einen Einblick in jenes Material, das zur Entnahme von Gitterpunktwerten verwendet wurde. Bodenkarte, Polar- und Subtropenfrontflächen sowie die Tropopausekarte werden wie früher vorgelegt.

Bei den weiteren sechs Zeiterminen werden die Karten wie beim 14. Februar 00 GMT besprochen werden.

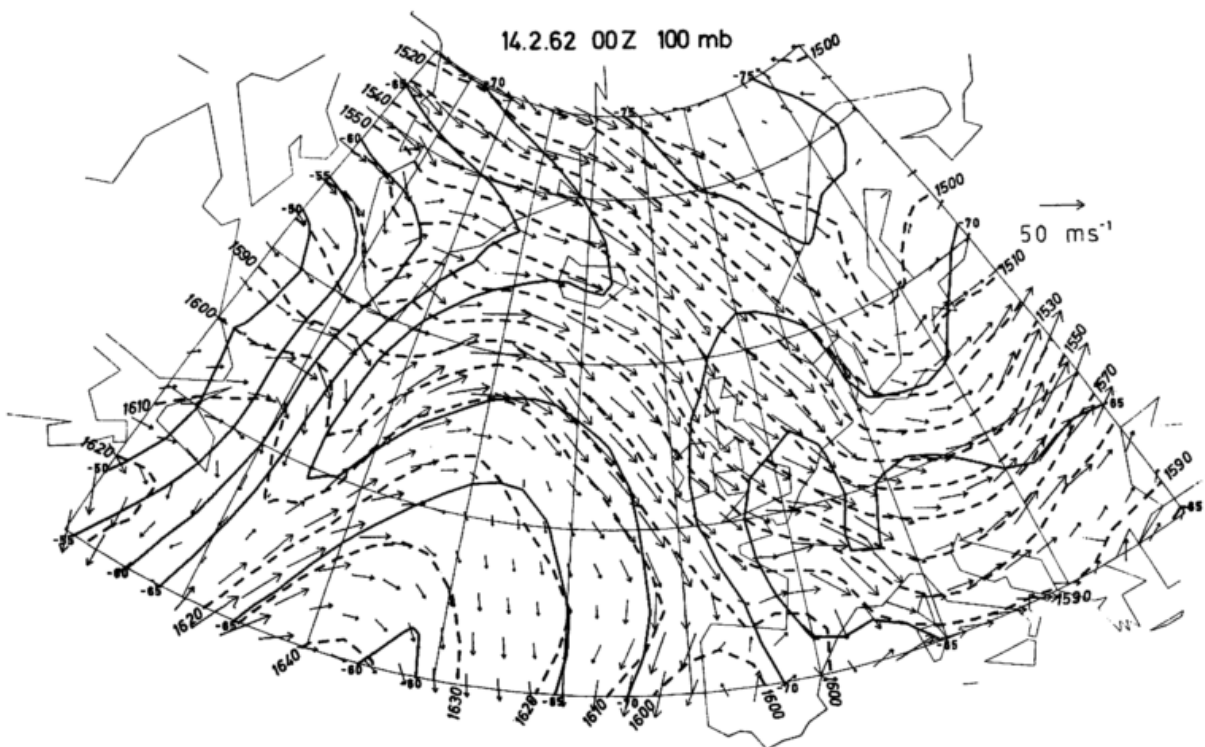


Abb. 13  
100-mb-Fläche für den 14. 2. 62, 00 GMT

der zu. Dies ist eine Folge der kalten Temperaturen über dem nördlichen Breitenbereich von  $-75^{\circ}\text{C}$ , so daß nach der thermischen Windgleichung diese Zunahme des Windes mit der Höhe geradezu zu fordern ist. Bei der Diskussion der Verteilung der kinetischen Energie wird von H. FECHNER (17, Seite 80) auf diesen Umstand speziell eingegangen. Dagegen sind über den zentralen Breiten der troposphärischen kalten Tröge über dem nordamerikanischen Küstenbereich und über Frankreich die stratosphärischen Temperaturen relativ warm mit Werten bis  $-50^{\circ}\text{C}$  bzw.  $-65^{\circ}\text{C}$ , obwohl sich in beiden Bereichen von 200 mb an aufwärts die Temperatur ebenfalls etwas erniedrigt hat (vergleiche Abb. 9). Diese Bereiche mit wärmerer Temperatur werden südlich der Hauptachse des subtropischen Strahlstroms von  $-70^{\circ}\text{C}$  abgelöst. Von der Biskaja bis Irland einerseits und vom Seegebiet südlich Neufundland bis Grönland andererseits sind daher oberhalb der troposphärischen Polar- und Subtropenfronten weite Bereiche mit einer starken Gegenbaroklinität feststellbar, mit kalten Tem-

## 3.2. 14. Februar 1962, 12 GMT

### 3.2.1. Erdboden (Abb. 14)

Die Abb. 14 zeigt die Loslösung eines selbständigen Zyklonenkerns (992 mb) östlich von Südgrönland vom eigentlichen Tiefdruckkern (974 mb) westlich von Grönland. Im weiteren Verlauf bleibt letzterer ortsfest, während ersterer mit hoher Geschwindigkeit unter stärkerer Vertiefung in Richtung auf Island hin ostnordostwärts zieht. Die mittlere Verlagerungsgeschwindigkeit zwischen 00 und 12 GMT betrug  $18,1\text{ m/s}$  oder  $65\text{ km/h}$ . Dieser Separationsprozeß ist der Grönländischen Gebirgsbarriere zuzuschreiben. In der Rückseite dieser Randstörung dringt kalte Polarluft mit seichter Grundströmung mit westlichen bis südwestlichen Winden in den westlichen Atlantik ein. Die Isotherme  $0^{\circ}\text{C}$  greift daher weit südwärts bis ins linke untere Karteneck aus, und nördlich von Neufundland ist die kälteste Bodenluft mit  $-25^{\circ}\text{C}$  auffindbar. Der kompensierende Warmluftvorstoß an der Westflanke des mittelatlantischen Hochdruckgebietes reicht bis in den inneren Zy-

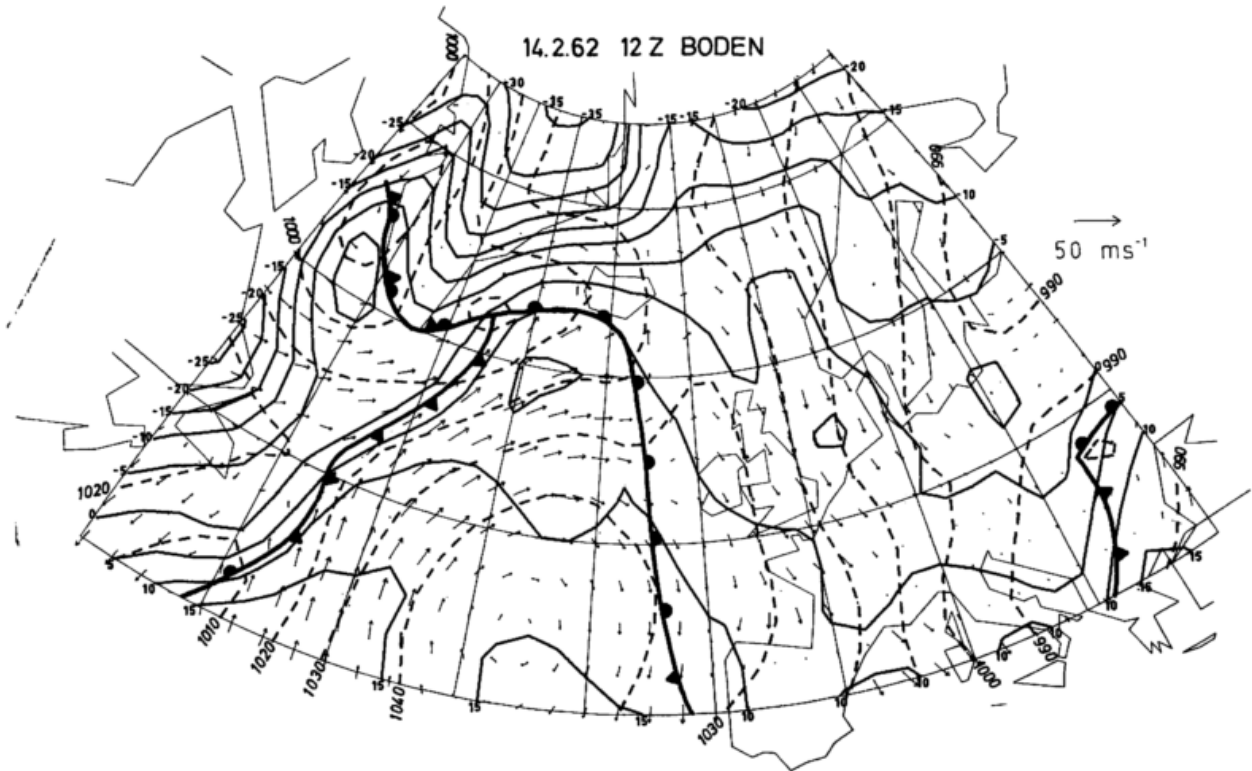


Abb. 14  
Bodenkarte für den 14. 2. 62, 12 GMT

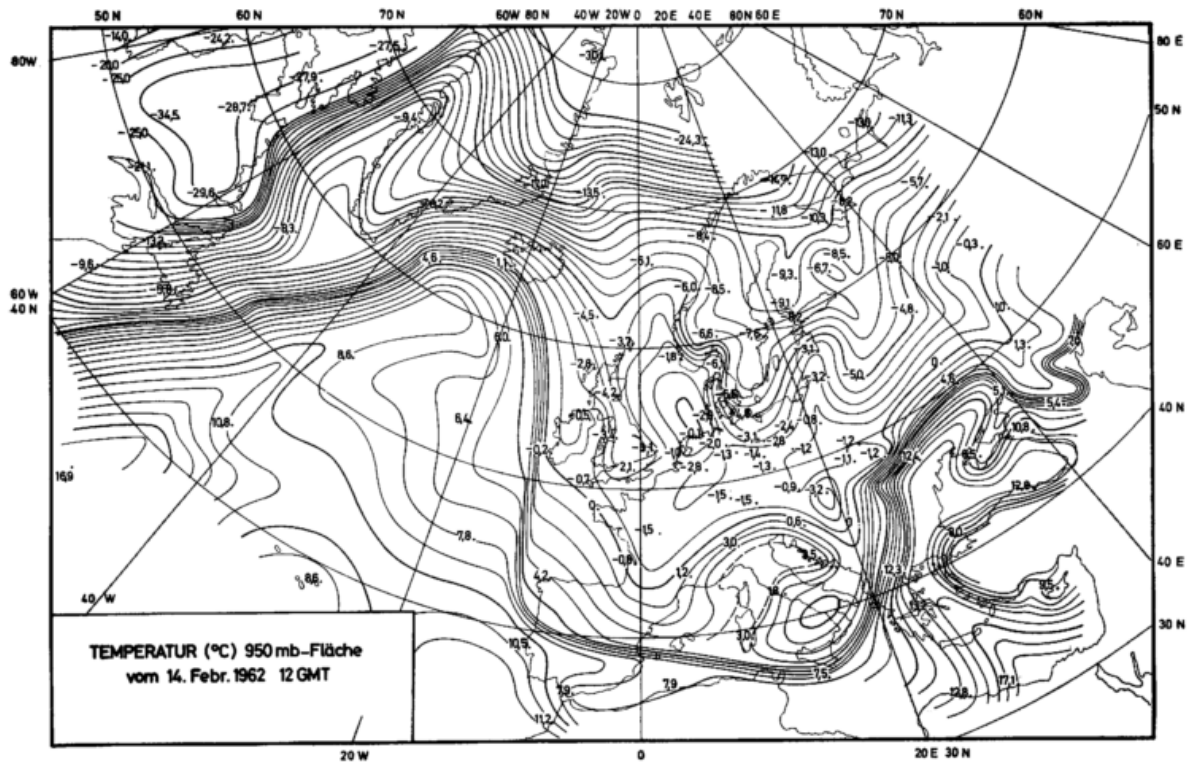


Abb. 15  
Temperatur-Handanalyse der 950-mb-Fläche  
für den 14. 2. 62, 12 GMT

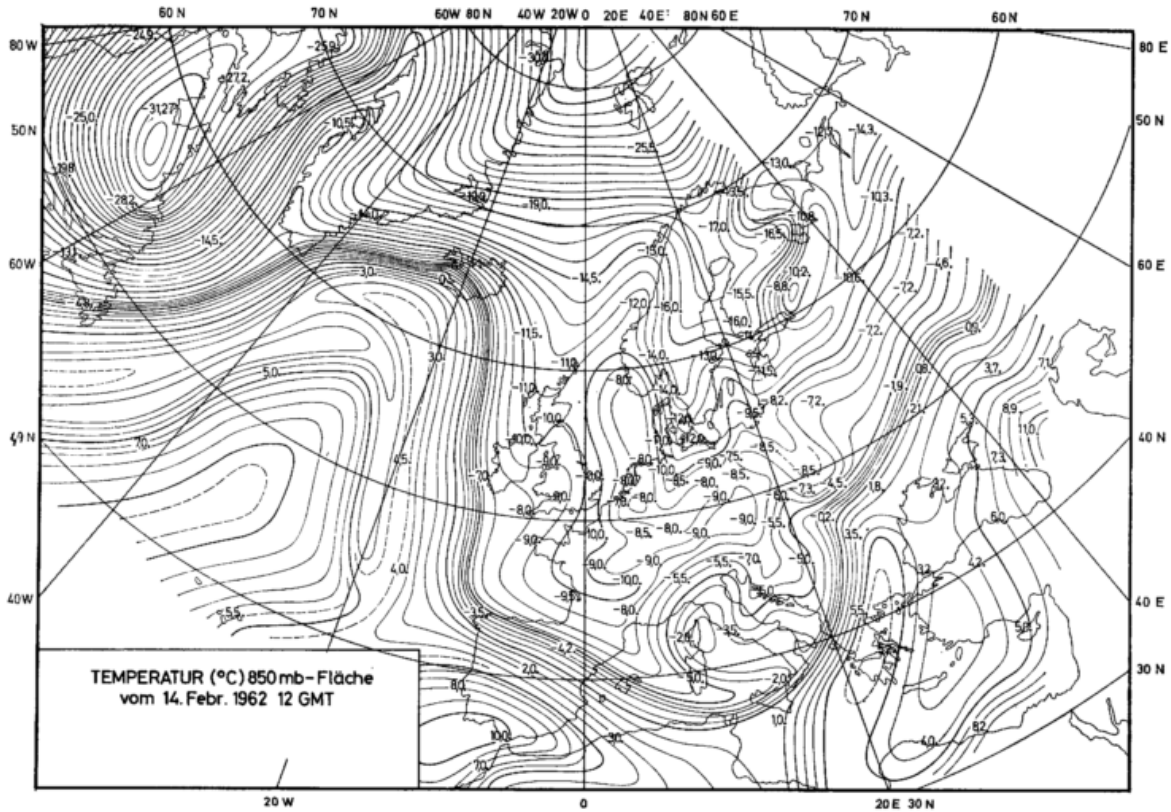


Abb. 16  
Temperatur-Handanalyse der 850-mb-Fläche  
für den 14. 2. 62, 12 GMT

klonenwarmsektor und prägt sich auch deutlich im Isothermenverlauf aus. Im europäischen Bereich sind West- und weite Teile Osteuropas bei anhaltend frischen nördlichen Winden von polarer Kaltluft überschwemmt, wobei die kalte Masse horizontal divergierend an Ausdehnung gewonnen hat. Die Bodenkaltfront als südlichste Begrenzung bewegte sich in zwölf Stunden von den Pyrenäen und Norditalien bis nach Südspanien und Süditalien südwärts (siehe spätere Abb. 21). Die kleine Wellenbildung (am Vorterrin über der nördlichen Adria) hat sich unter Vertiefung (Kerndruck <980 mb) ostnordostwärts zum östlichen Balkan verlagert. Wieder prägt sich im Isothermenverlauf deutlich der erwärmende Einfluß von Nordmeer und Nordsee auf die darüber südwärts fließende Polarluft aus.

### 3.2.2. Die Druckflächen 950 und 850 mb (Abb. 15 und 16), Bodenreibungsschicht

In der horizontalen Temperaturverteilung auf diesen beiden Druckflächen (etwa 400 und 1500 m Höhe) tritt die Drängung der Linien gleicher Temperatur zwischen den Frontgrenzen der Polarfront deutlich hervor. Innerhalb der kalten Luftmasse ist der horizontale Temperaturgradient rund um ein extremes Kältegebiet über der Landmasse des östlichen Kanada (Kerntemperatur unterhalb von  $-30^{\circ}\text{C}$ ) in beiden Flächen erheblich. Das Seegebiet westlich von Grönland und der Grönländische Festlandssockel üben noch großen Einfluß auf die Luft aus und verformen die Isothermen in beiden Niveaus kräftig. Im europäischen Kaltluftausbruch erkennt man den erwärmenden Effekt der Nordsee aufwärts bis 1500 m, während die erwärmende Wirkung des See-raumes der Biskaja nur bis 400 m Höhe feststellbar ist, nicht aber bis 1500 m aufwärts reicht. Die kalte Masse umfließt beiderseits die Gebirgsbarriere der Alpen und umschließt einen wärmeren Luftkörper, der abgeschirmt durch den Gebirgsstock im Lee desselben in beiden Flächen erkennbar ist.

Die Temperaturverhältnisse gestalten sich in der warmen Masse südlich der Polarfront in beiden Flächen unterschiedlich. In 950 mb jeweils im westlichen Bereich der warmen Sektoren des atlantischen und des Balkan-Tiefdruckgebietes findet man eine wohl ausgebildete Warmluftzunge, die bis in den inneren Zyklonenbereich hinein nordwärts reicht (siehe Abb. 15). Die horizontalen Gradienten der Temperatur bleiben in 400 m Höhe noch relativ schwach. Hingegen zeigt sich auf der Abb. 16 im inneren Bereich des mittelatlantischen Warmsektors ein deutlich abgegrenzter warmer Kern, der als erstes Anzeichen dafür zu werten ist, daß die Subtropenfläche die 850-mb-Fläche schneidet. Die synoptische Evidenz dafür ist jedoch wegen des Mangels an Wetterschiffsdaten in diesem Bereich mager. Lediglich Konsistenz mit Vorterrinen läßt das Temperaturfeld so zeichnen.

### 3.2.3. Die Druckflächen 700 und 500 mb (Abb. 17 und 18), mittlere Troposphäre

In der 700- bzw. 500-mb-Fläche (ca. 3000 bzw. 5500 m Höhe) tritt die Isothermendrängung zwischen den Grenzen der Polarfront noch deutlicher hervor. Aber es besteht jetzt auf Grund synoptischer Evidenz kein Zweifel mehr darüber, daß in 3 km Höhe (siehe Abb. 17) eine zweite Isothermenkonzentration etwa zwischen  $-3$  und  $-7^{\circ}\text{C}$  vorhanden ist, die jedoch noch nicht so scharf ausfällt wie jene in der Polarfront, da die Subtropenfront in dieser Höhe noch nicht genügend starke Neigung besitzt. Hingegen ist die Existenz beider Hauptfronten in 500 mb nicht zu übersehen.

Während sich das Gebiet des warmen Wellenrückens über dem mittleren Atlantik schalenförmig mit wachsender Höhe erweitert, engt sich das Areal des europäischen kalten Troges nach oben hin ein. Beeinflussungen der Luft von der Unterlage her sind in 700 mb noch schwach erkennbar, verschwinden aber in 500 mb fast ganz.

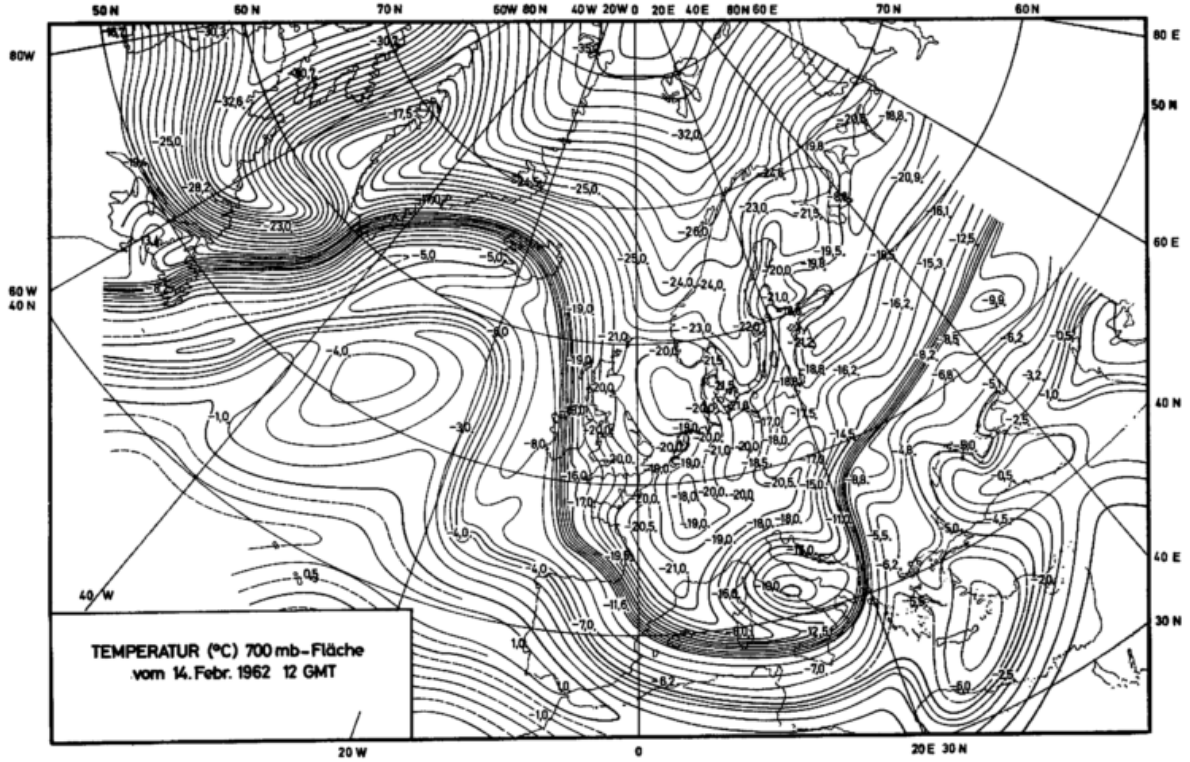


Abb. 17  
Temperatur-Handanalyse der 700-mb-Fläche  
für den 14. 2. 62, 12 GMT

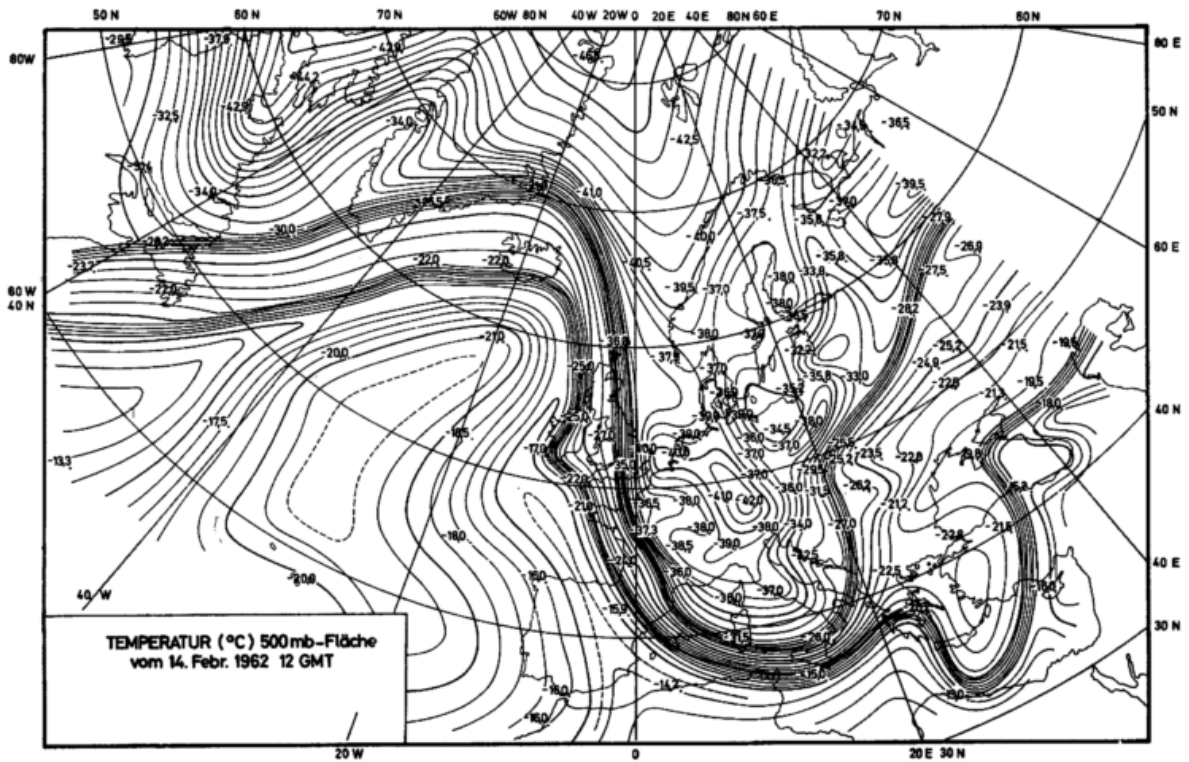


Abb. 18  
Temperatur-Handanalyse der 500-mb-Fläche  
für den 14. 2. 62, 12 GMT

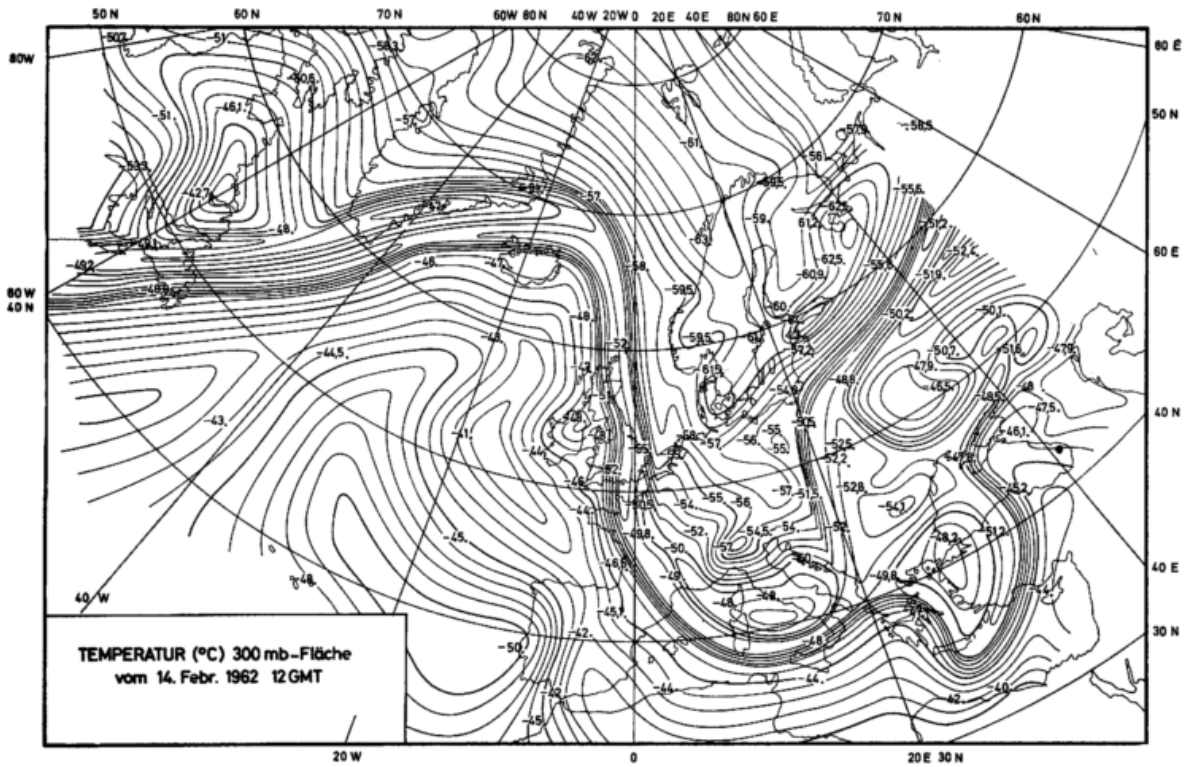


Abb. 19  
Temperatur-Handanalyse der 300-mb-Fläche  
für den 14. 2. 62, 12 GMT

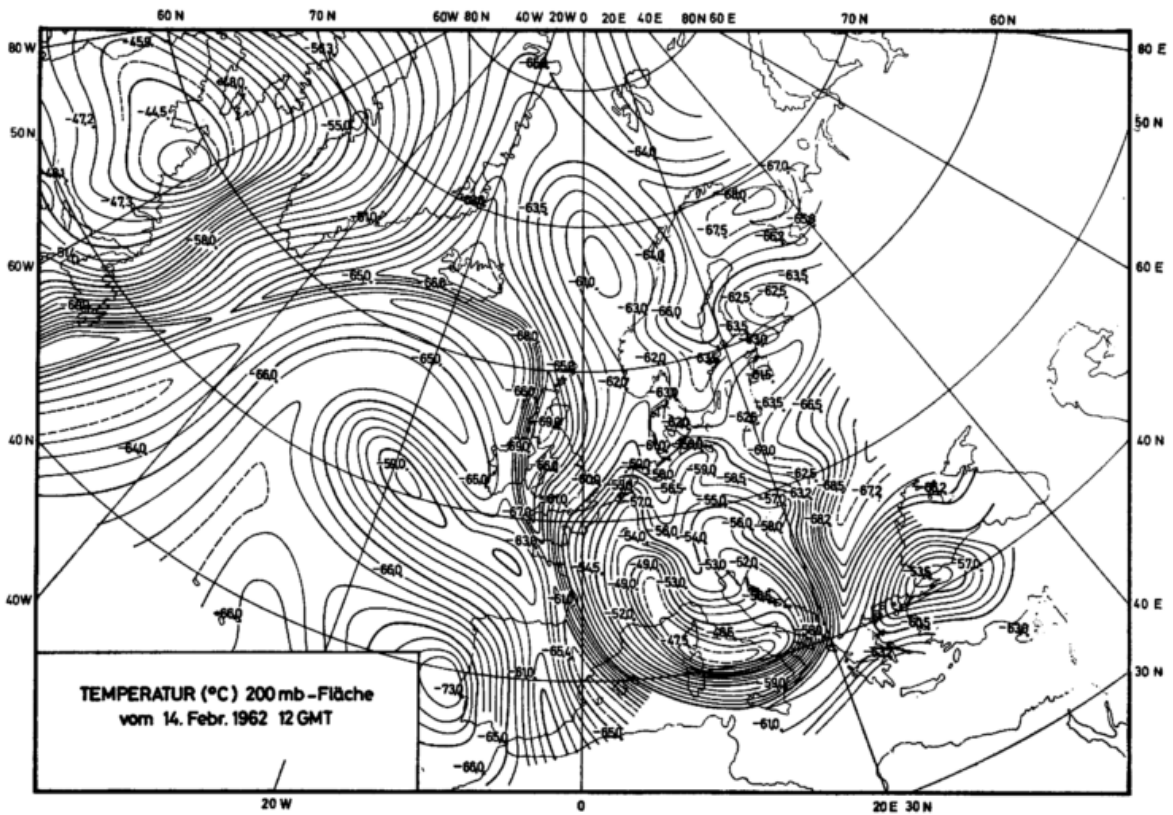


Abb. 20  
Temperatur-Handanalyse der 200-mb-Fläche  
für den 14. 2. 62, 12 GMT

Der Bereich zwischen beiden Hauptfrontalzonen engt sich aufwärts mehr und mehr ein und ist auf der Strecke von Island über England nach Italien besonders schmal, so daß gemäßigt warme Luft der mittleren Breiten nur in einem engen Teilbereich feststellbar ist. Südlich des Verlaufs der Subtropenfront (siehe Abb. 18) zieht sich, genauso wie am 14. Februar, 00 GMT, ein Band wärmster Temperatur ( $-14$  bis  $-17^{\circ}\text{C}$ ) hin. Im Südosten umrundet die Subtropenfront ein Gebiet kälterer Temperatur mit einem Kern  $< -23^{\circ}\text{C}$  über dem westlichen Kleinasien.

### 3.2.4. Die Druckflächen 300 und 200 mb (Abb. 19 und 20), des Niveaus des polaren und subtropischen Strahlstromes

Betrachtet man zuerst die Abb. 19 (300 mb), so ist die Subtropenfront wie im 500-mb-Niveau kontinuierlich zu verfolgen, während die Polarfront nur im atlantischen Wellenrücken und im Ostteil des Bildes östlich von  $20^{\circ}\text{E}$  durch gedrängte Isothermen in Erscheinung tritt. Hingegen erscheint die Drängung der Linien in den Wellentälern über Italien und zwischen Neufundland und Grönland unterbrochen. Dort stellt man jeweils nördlich der Front Inseln mit warmen Temperaturen (wärmer als  $-50^{\circ}\text{C}$ ) fest, was ein Ausdruck dafür ist, daß diese Luft stratosphärisch zu deuten ist und die Tropopause sich unter die 300-mb-Fläche absenkt (siehe spätere Abb. 23). Die Gesamterscheinung ist ein klarer Beweis dafür, daß der polare Strahlstrom entlang seiner Achse systematisch seine Höhe ändert. Er verläuft in den Wellenrücken oberhalb von 300 mb, und daher ist die Polarfront dort im 300-m-Niveau noch existent, während er in den Wellentälern seinen Verlauf unterhalb von 300 mb nimmt und somit die frontale Drängung fehlt. Hier hat sich das meridionale Temperaturgefälle quer zu Jet-Achse bereits umgekehrt (warm im Norden, kalt im Süden). Ähnlich wie in der 500-mb-Fläche zieht auch in 300 mb südlich und parallel zum Subtropenfrontverlauf ein Band wärmster Temperatur (wärmer  $-43^{\circ}\text{C}$ ) hin.

Das Studium der Abb. 20 zeigt sofort, daß im Isothermenbild nur mehr der Subtropenfrontverlauf hervortritt. Im Bereich des atlantischen Wellenrückens ist noch eine kräftige Drängung der Isothermen vorhanden mit kalten Temperaturen nördlich und wärmeren südlich von ihr. Der Subtropenstrahlstrom verläuft also in diesem Abschnitt noch etwas oberhalb der 200-mb-Fläche.

Hingegen nimmt er im südeuropäischen und westlichen Mittelmeerbereich seinen Verlauf unterhalb von 200 mb, und in dieser Region finden sich die kälteren Temperaturen südlich und eine große Insel mit stratosphärisch warmen Temperaturen nördlich der Strahlstromachse mit Kerngebiet zwischen Korsika und Italien. Im Bereich von Südgrönland bis Neufundland ist zwischen dem großen stratosphärischen warmen Bereich mit Kern über Ostkanada und dem noch als troposphärisch zu deutenden warmen Band südlich der Subtropenfront ein schmales Gebiet mit kälteren Temperaturen erkennbar. Hier kommt es also quer zum Subtropenjet fast zum Temperatenausgleich, also verläuft hier der Strahlstrom fast exakt in der 200-mb-Fläche.

### 3.2.5. Die Polar- und Subtropenfront und ihre räumliche Gestalt (Abb. 21 und 22)

Ähnlich und nach denselben Prinzipien hergestellt wie in den Abb. 10 und 11 für den 14. Februar, 00 GMT geben die Abb. 21 und 22 Auskunft über die räumliche Gestalt der Polar- und Subtropenfront 12 Stunden später am 14. Februar, 12 GMT. Wie die Abb. 21 im Vergleich mit Abb. 10 zeigt, hat die große Rossby-Welle in diesen 12 Stunden an Amplitude gewonnen, da der warme Rücken sich nordwärts, der europäische Trog hingegen südwärts ausgedehnt hat. Zusätzlich ist festzustellen, daß sich die um 00 GMT fast meridian-parallele Rückenachse über dem Atlantik in zunehmendem Maße voraus (ostwärts) neigt und um 12 GMT von SSW nach NNE orientiert ist. Besonders rasch verlagerte sich der Wellenrücken über Island hinweg NE-wärts. Die Achse des europäischen Wellentrogos hingegen behält noch immer eine näherungsweise meridianparallele Orientierung bei, und ihre langsamere Ostverlagerung betrug ca.  $7$  Längengrade in 12 Stunden.

Durch dieses Gesamtverhalten wird deutlich, daß die Rossby-Welle Anzeichen zum Instabilwerden zeigt und einen ersten Ansatz zum Kentern erkennen läßt. Der Warmfrontabschnitt der Polarfront überdeckt jetzt Island sowie Irland/England, und ihre Neigung ist dort nicht groß, lediglich oberhalb 500 mb stärker. Im Kaltfrontabschnitt dringt die polare Kaltluft unterhalb von 700 mb von Westen her nur flach seewärts vor, wenn auch die Neigung der Front gegenüber 00 GMT etwas größer wurde. Dafür ist die Neigung der Polarfront von 700 mb aufwärts in diesem Abschnitt stärker, besonders oberhalb von 500 mb. Spezielle Beachtung verdient

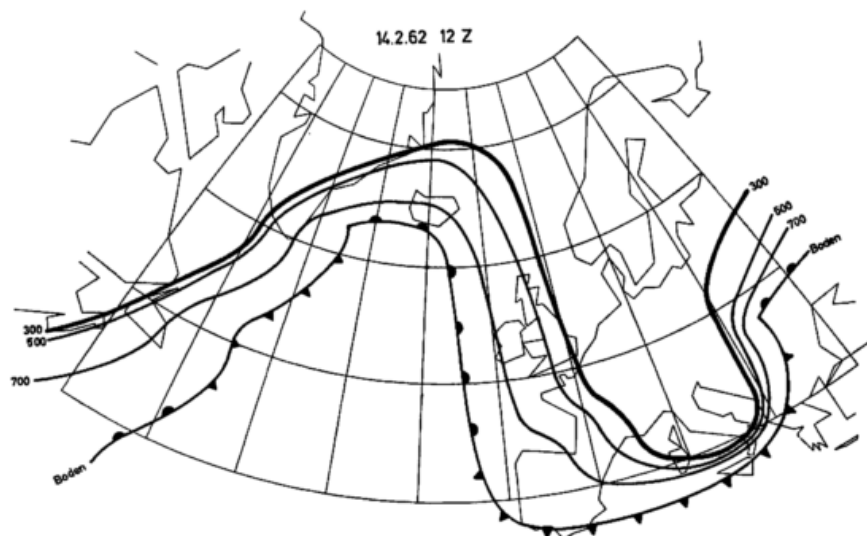


Abb. 21  
Der Verlauf der Polarfront am Boden, in 700, 500, und 300 mb  
für den 14. 2. 62, 12 GMT

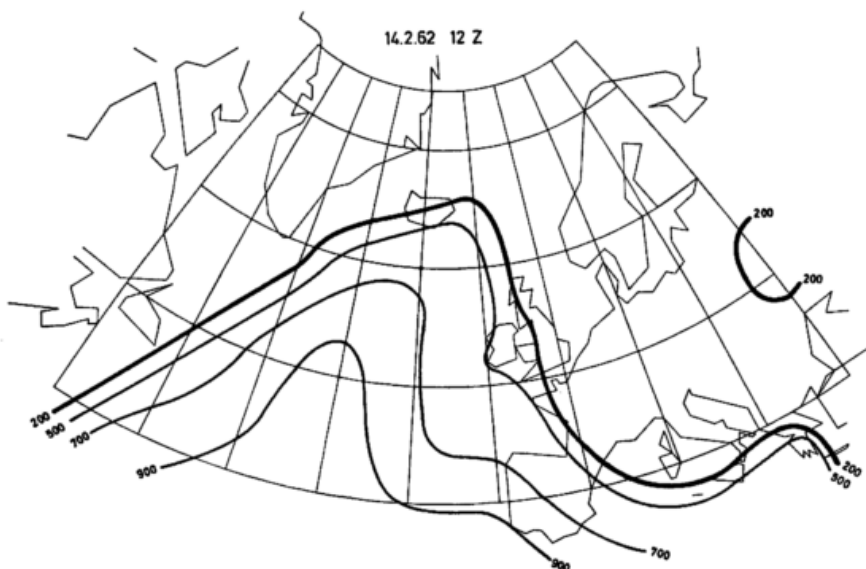


Abb. 22  
Der Verlauf der Subtropenfront in 900, 700, 500 und 200 mb  
für den 14. 2. 62, 12 GMT

auch die seit 00 GMT wesentlich intensivierte Wellenstörung über dem Balkan, deren vertikaler Frontaufbau aus Abb. 21 deutlich erkennbar wird. Besonders steil geneigt ist der Kaltfrontabschnitt in der Rückseite dieser Störung.

Die weitere Abb. 22 läßt erkennen, daß der gesamte Rückenteil der Welle, der schalenförmig durch die nach oben sich erweiternde Polarfrontfläche umgeben ist, von der ähnlich aufgebauten Subtropenfrontfläche überdeckt ist. Von ihrem am niedrigsten liegenden Kernteil (ca. 900 mb) angefangen, steigt auch diese zweite Frontfläche allseitig zuerst mit nur geringer Neigung an, aber von 500 mb an ragt sie jedoch mit großer Steilheit empor.

Der weit nach Norden bis Island ausgreifende Subtropenstrahlstrom verläuft fast genau vertikal über dem Zentrum des Tiefdruckgebietes am Boden. Immer noch strömt von Südwesten her echte Tropikluft an der westlich gelegenen Seite dieser Frontfläche ein und gelangt über den inneren Zyklonenbereich. Dieser wichtige Vorgang dauert bereits mit Sicherheit 12 Stunden. Auf eine beginnende wellenartige Ausweitung beider Frontflächen im Raume Irland/Biskaja ist noch besonders hinzuweisen. Hier dringen die gemäßigte Luft wie auch die Polarluft seewärts vor, offenbar als Kompensation für das rasche Vordringen der warmen Luftmassen nach NE im Raume über Island.

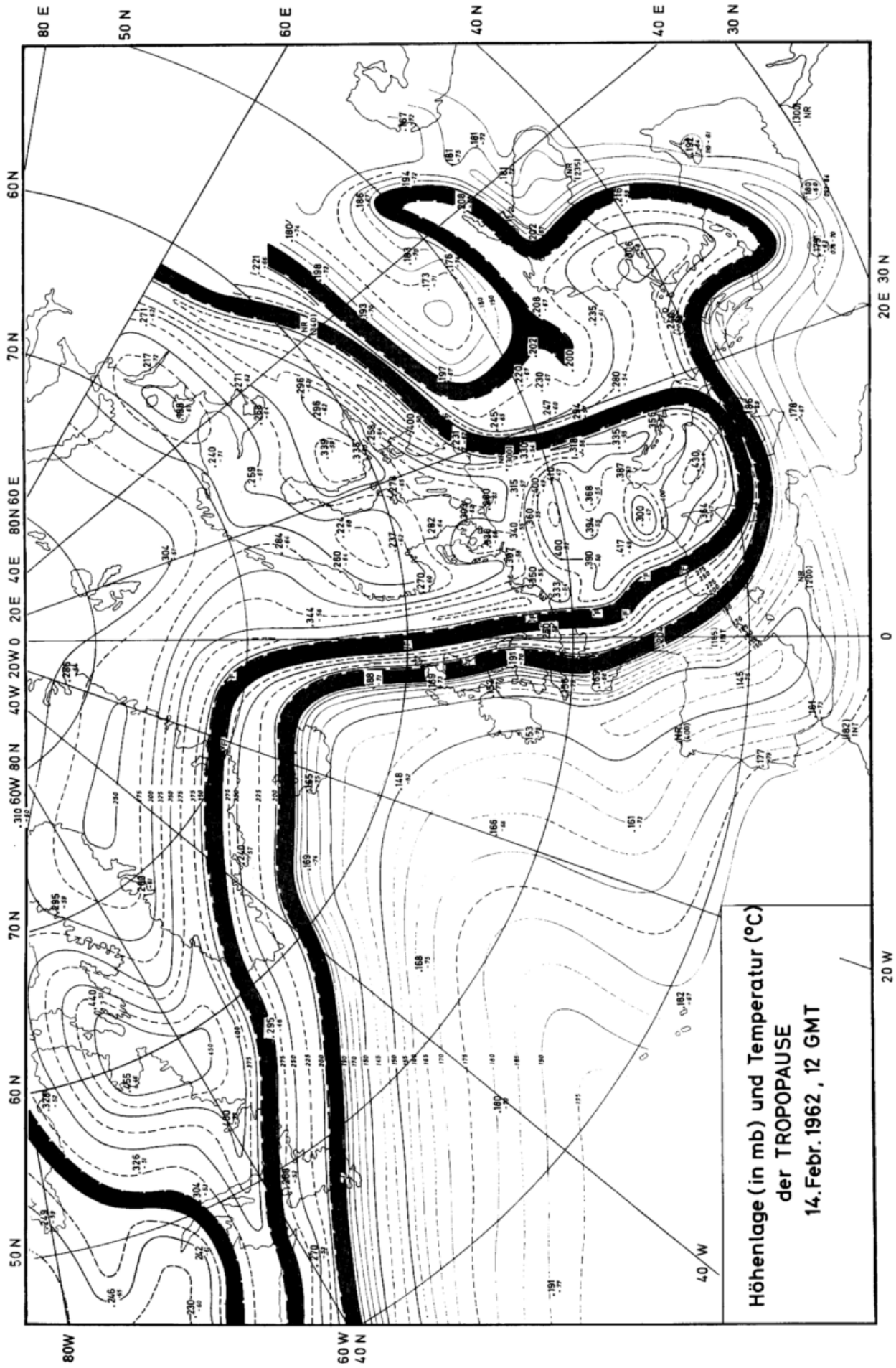
### 3.2.6. Die Tropopause (Abb. 23)

Südlich des Verlaufs der Subtropenfront oder des Subtropenjets erkennt man auch am 14. Februar, 12 GMT, die überall auffindbare hochliegende und kalte tropische Tropopause (TT 2), die bandartig und parallel mit dem Frontverlauf ihre höchste Erhebung (höher 150 mb) und kälteste Temperatur (nahe oder kälter  $-80^{\circ}\text{C}$ ) erreicht. Bei drei Stationen im südöstlichen Mittelmeer (siehe Ringumrandung) ist auch die ganze hohe tropische Tropopause (TT 1) zwischen 80 und 100 mb beobachtbar, und die Aufstiege zeigen beide Tropopausen in sich überdeckender Form.

Zwischen den beiden Frontalverläufen ist die gemäßigte Luft der mittleren Breiten in einem engen Zwischengebiet von der mittleren Tropopause (MT) über-

deckt (überall zwischen 290 und 210 mb). Über den Dardanellen senkt sich oberhalb einer kalten troposphärischen Restmasse die mittlere Tropopause bis 305 mb ab. Diese Erscheinung war am Vortermin über Griechenland zu beobachten.

Schließlich stellt man nördlich des Polarfrontverlaufes die tiefliegende polare Tropopause (PT) fest, die speziell über Nordostkanada und über Italien, aber auch sonst parallel mit der Polarfront und unmittelbar nördlich oder zur Linken der Strömungsrichtung des polaren Jets ihr tiefste Lage einnimmt (z. T. 450 mb oder ca. 6,5 km Höhe). Über dem früher erwähnten troposphärisch im Lee der Alpen verbliebenen wärmeren Luftmassenrest zeigt der Aufstieg von Turin die Tropopause in 300 mb, allseitig umgeben von tieferer Tropopausenlage. Von der Nordküste Rußlands angefangen und über die Halbinsel Kola hinweg bis nach Südschweden reichend, erkennt man immer noch in Fortführung vom Vortermin eine etwa höher liegende Tropopause (etw 220–280 mb), die man geneigt sein könnte, als mittlere und nicht als polare Tropopause anzusprechen. Noch einmal soll diesbezüglich betont werden, daß hier alle Aufstiege in dieser Region bis 300 mb hinauf dieselbe kalte Polarluftstruktur zeigen und es daher sinnlos gewesen wäre, diesen Bereich vom polaren Kaltluftregime zu separieren. Hier hat man es lediglich mit gehobener Warmluft zu tun, gehoben und dabei abgekühlt zu früherem Zeittermin vor dem 14. Februar im Zusammenhang mit der Lebensgeschichte der nun gealterten Zyklone mit Kern bei  $62^{\circ}\text{N}$ ,  $36^{\circ}\text{E}$  östlich von Finnland, die nun als kältere hochtroposphärische Insel innerhalb der stratosphärisch warmen Luft schwimmt und schließlich vergehen wird (siehe Abb. 20). Dieser Prozeß verdient insofern Beachtung, als durch solche Hebung und Nordwärtsverfrachtung von Warmluft in hohen Schichten oder eine gegensinnige Südwärtsverlagerung und Niedersinken kalter Luft in den unteren Schichten eine Art von Großaustausch über die Breitenkreise hinweg wirksam wird. In beiden Fällen werden Luftmassen mit bestimmten Eigenschaften in eine gänzlich unterschiedlich aufgebaute Umgebung verfrachtet, in der sie sich dann vermischen oder sich durch Einwirkung von Kälte- bzw. Wärmequellen verändern, bis ihre Identität nicht mehr beobachtbar wird.



Höhenlage (in mb) und Temperatur (°C)  
der TROPOPAUSE  
14. Febr. 1962, 12 GMT

Abb. 23 Die Höhenlage (in mb) und Temperatur (in °C) der Tropopause für den 14. 2. 62, 12 GMT

20 W

0

20 E 30 N

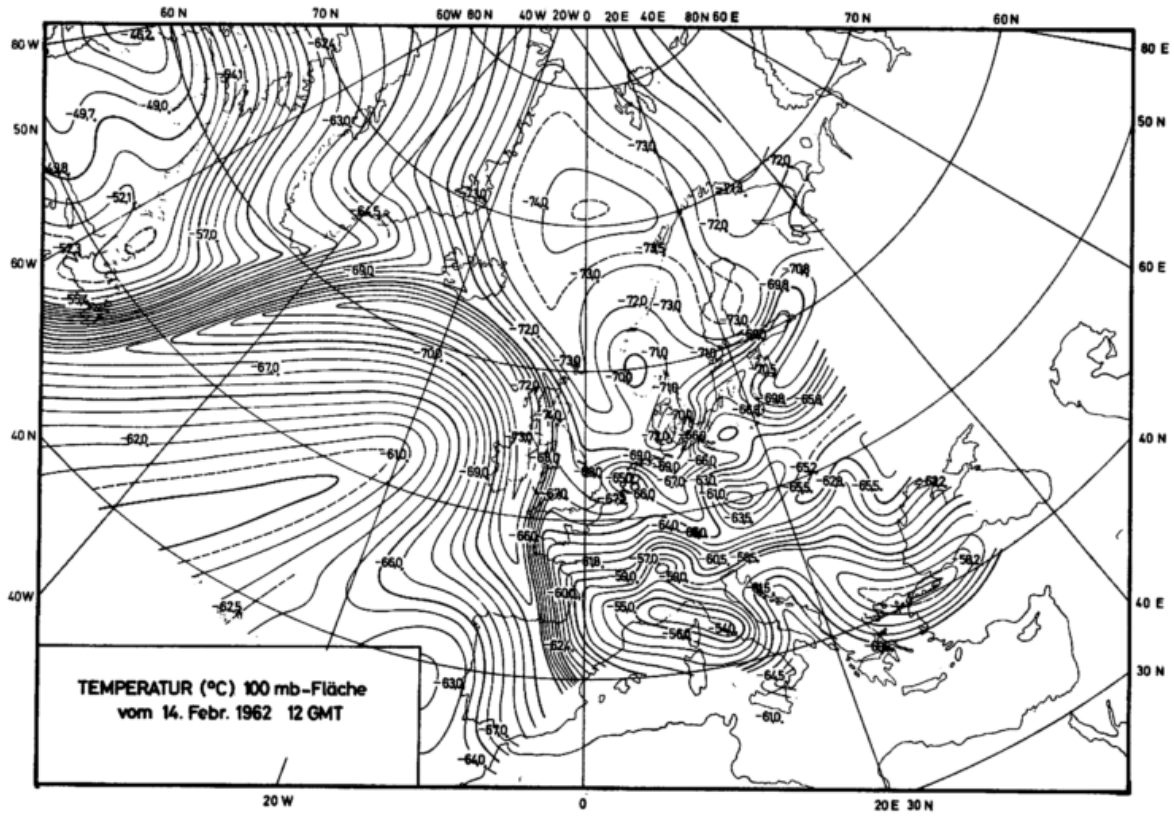


Abb. 24  
Temperatur-Handanalyse der 100-mb-Fläche  
für den 14. 2. 62, 12 GMT

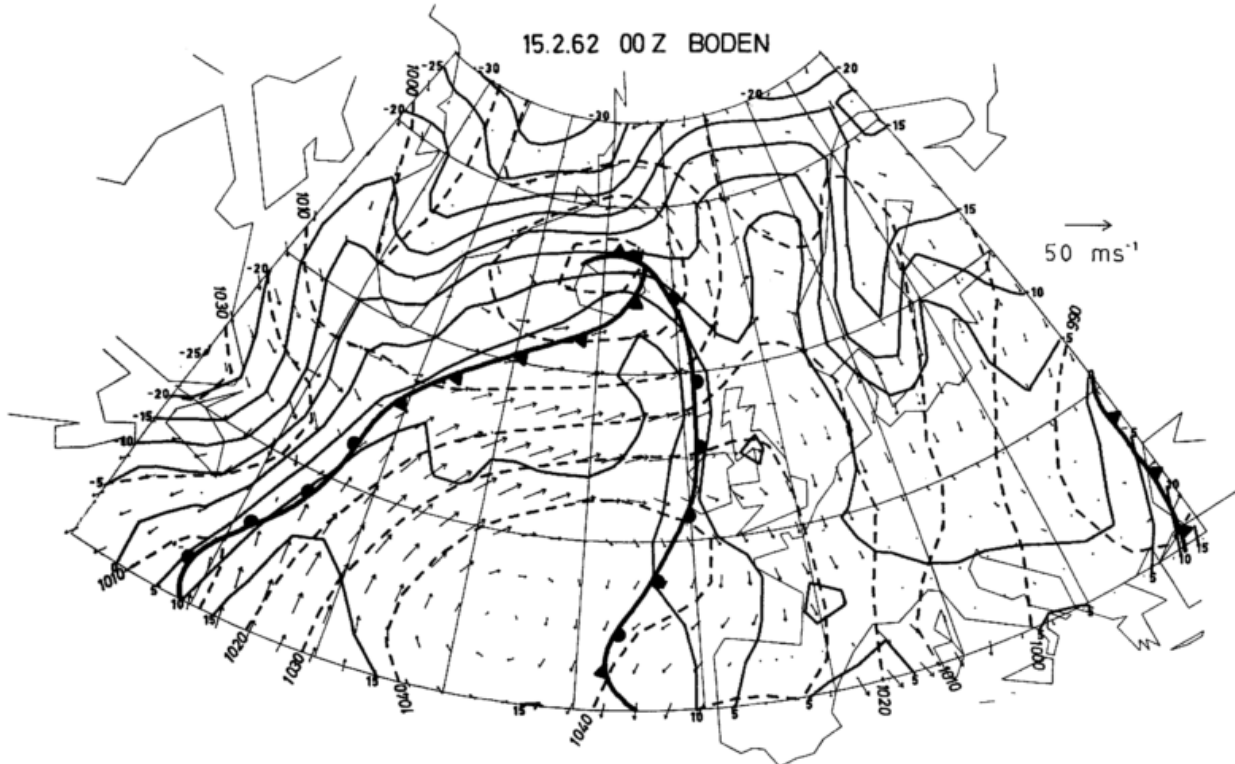


Abb. 25  
Bodenkarte für den 15. 2. 62, 00 GMT

### 3.2.7. Das Druckniveau 100 mb (Abb. 24), untere Stratosphäre

Die Abb. 24 zeigt die Originaltemperaturanalyse im 100-mb-Niveau. Über Kanda und Neufundland sowie über Italien und den Dardanellen finden sich große Gebiete mit stratosphärisch warmen Temperaturen oberhalb der troposphärischen Kältegebiete. Die dort feststellbaren Temperaturen sind aber jeweils tiefer als im 200-mb-Niveau. Oberhalb der Achse des Subtropenjets (siehe Abb. 22) und südlich oder zur rechten Seite der Strömung zieht sich ein Band kalter Temperatur  $< -70^{\circ}\text{C}$  hin, das mit scharfer Isothermendrängung an die warmen Bereiche angrenzt (Gegenbaroklinität). Über dem Nordmeer und im Polargebiet sind die Temperaturen bei polarer Nacht sehr niedrig  $< -70^{\circ}\text{C}$  und haben sich, verglichen mit der 200-mb-Fläche, mit der Höhe empfindlich erniedrigt.

### 3.3. 15. Februar 1962, 00 GMT

#### 3.3.1. Erdboden (Abb. 25)

Die Bodenkarte zeigt das weitere rasche Vordringen der atlantischen Störung nach Osten, deren Kern über Nordisland auffindbar ist (Kerndruck 983 mb). Der Luftdruckfall seit dem 14. Februar, 12 GMT, war erheblich (9 mb in 12 Stunden oder im Mittel 0,75 mb/h). Diese Zyklone separiert sich mehr und mehr vom Zyklonenkern an der Westküste Grönlands ( $< 1000$  mb), mit dem sie 12 Stunden früher noch eine Einheit bildete. Die Verlagerungsgeschwindigkeit vom 14., 12 GMT, bis zum 15., 00 GMT, war zwar etwas geringer (16,9 m/s oder 60,8 km/h), muß aber doch als rapide Fortpflanzungsgeschwindigkeit bezeichnet werden. Während die Kaltfront sich mit dem Kern rasch ostwärts bewegt, ist ihr südlicher Teil, der eine starke bis stürmische warme Südströmung von einer nördlichen kalten Bodenströmung an ihrer Westseite trennt, fast rückläufig. Der warme und intensive Zustrom aus S bis SW in den inneren Warmsektor hinein erfolgt stark ageostrophisch

mit erheblicher Komponente gegen den tiefen Druck quer über die Bodenisobaren. Die hier horizontal zuströmende Warmluft gleitet an der Zyklonenvorderseite mit relativ großer Vertikalgeschwindigkeitskomponente von 5 bis 6 cm/s an der nahezu NS-orientierten Warmfront entlang ihrer ganzen Ausdehnung von Island bis westlich der Biskaja auf; über die Form und dreidimensionalen Auslegungen des Feldes der Vertikalgeschwindigkeit wird an anderer Stelle berichtet werden. vgl. W. MEYER (18). Östlich von Grönland und östlich von Neufundland sinkt die polare Kaltluft bei frischem horizontalem Zustrom aus West bis Nordwest mit ähnlich großen Vertikalgeschwindigkeitsbeiträgen von 3 bis 6 cm/s nieder. In diesem Kaltluftbereich sind zwei Zentren deutlich feststellbar, einmal mit  $-25^{\circ}\text{C}$  nordwestlich von Neufundland und zum anderen im Nordosten Grönlands mit  $-30^{\circ}\text{C}$ . Die  $0^{\circ}\text{C}$ -Isotherme ist weit in den Atlantik seewärts verlagert und verläuft parallel mit der Kaltfront von Island nach SSW.

Der Zustrom kalter Luft über ganz Europa aus Nord dauert an, besonders weit ist hier die kalte Luft im Ostteil südwärts vorangekommen. Die  $0^{\circ}\text{C}$ -Isotherme verläuft hier an den Ostalpen und im nördlichen Balkangebiet. Die kalte Masse hat das gesamte Mittelmeergebiet in Bodennähe überschwemmt, und die sie im Süden begrenzende Kaltfront hat sich südwärts bis zur Nordafrikaküste verlagert. Auch ist die kalte Masse in divergierender Weise mit frischen Bodenwinden über der Biskaja und westlich von Spanien seewärts im Vordringen begriffen. Im Osten hat sich die Wellenstörung bei nordöstlicher Fortbewegung mäßig vertieft (Kern bei  $49^{\circ}\text{N}$ ,  $39^{\circ}\text{E}$  mit 979 mb).

Starke Beeinflussung des Isothermenfeldes erkennt man in der Abb. 25 wieder über der Nord- und Ostsee und über Skandinavien, sowie westlich von Grönland.

Besonders ist noch auf die starke Divergenz der Isobaren östlich der Bodenwarmfront und auf die bodenreibungsbedingte Konvergenz des Windfeldes ins Innere der Zyklone hinein aufmerksam zu machen.

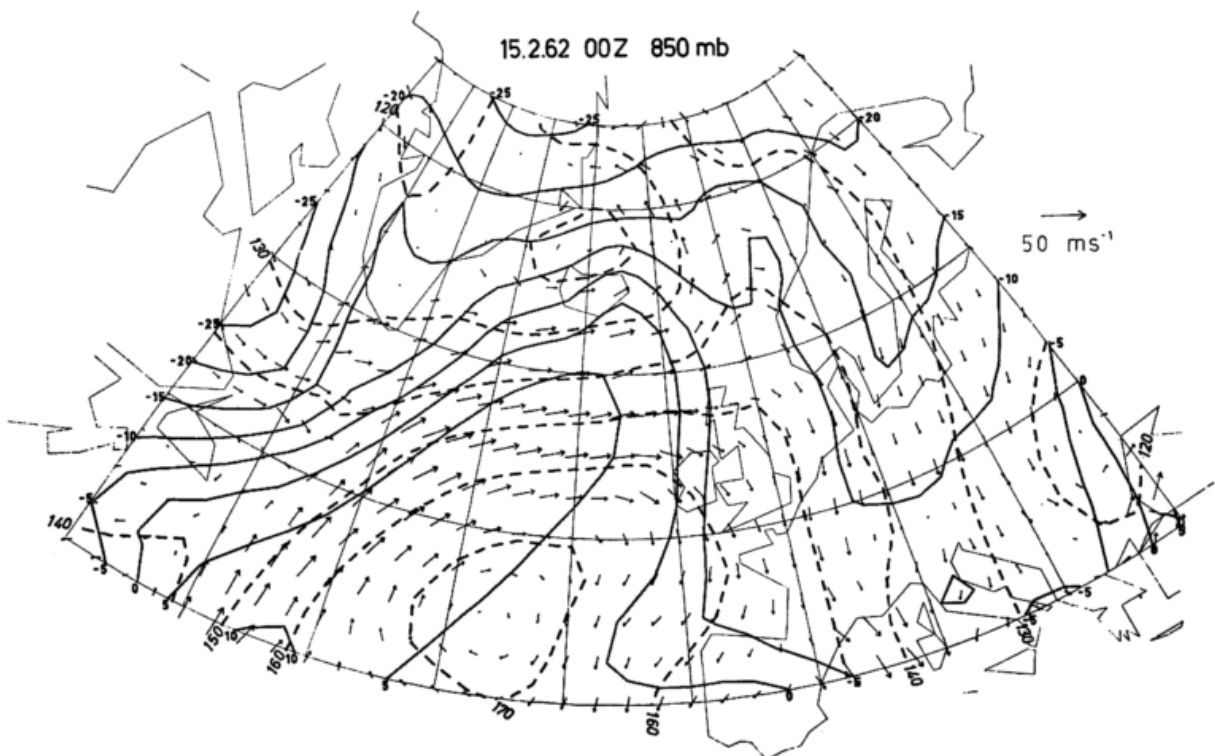


Abb. 26  
850-mb-Fläche für den 15. 2. 62, 00 GMT

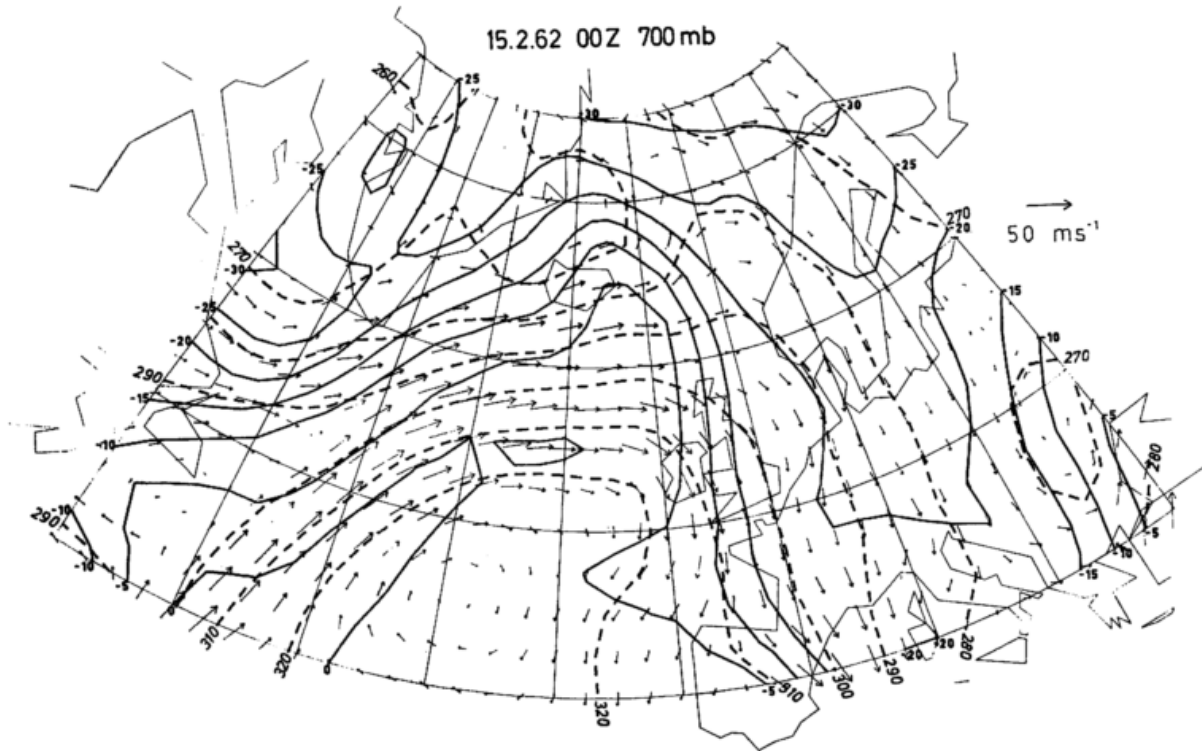


Abb. 27  
700-mb-Fläche für den 15. 2. 62, 00 GMT

### 3.3.2. Die Druckniveaus 850 und 700 mb (Abb. 26 u. 27), untere Troposphäre

Die beiden Flächen in etwa 1500 bzw. 3000 m Höhe geben Aufschluß über die Verhältnisse in der unteren Troposphäre. Konzentriert man sich zuerst auf die atlantische Zyklone bei Island, so erkennt man, daß die wirbelförmige Struktur mit in sich geschlossenen Isobaren bis 3 km aufwärts reicht und in 5 km Höhe (siehe spätere Abb. 28) nicht mehr erkennbar ist. Auch zeigen beide Bilder, daß die vertikale Achse des Wirbels sich mit wachsender Höhe nach rückwärts (nach Nordwesten) neigt, ein Umstand, der stets auf noch weitere Vertiefung der Störung schließen läßt.

Im Isothermenfeld erkennt man deutlich die Isothermenrängung (in 850 mb bei etwa  $-3$  bis  $-7^{\circ}\text{C}$ , in 700 mb bei etwa  $-9$  bis  $-14^{\circ}\text{C}$ ), verursacht durch den Schnitt der Polarfrontfläche mit diesen beiden Druckflächen. Im warmen Bereich westlich der kräftigen mittelatlantischen Antizyklone strömt ähnlich wie am Boden warme Luft von Süden bis Südwesten her mit frischen bis lebhaften Winden in den Warmsektor ein. Jedoch ist diese Warmluftströmung weitgehend oberhalb der Reibungsschicht geostrophisch balanciert, was im Bodenniveau und etwa bis 1500 m aufwärts nicht der Fall ist. Aus beiden Bildern ist weiterhin ersichtlich, daß im Bereich der Warmfront von Irland bis Island der Wind fast normal zu den Isothermen und von der warmen nach der kalten Region weht. Dies bedeutet eine aufsteigende vertikale Zusatzkomponente von der Größenordnung von etwa 4 bis 5 cm/s. Die gleichen Bedingungen sind in der Südwestecke beider Bilder feststellbar. Hier gleitet ebenfalls die warme Südströmung mit 3 bis 4 cm/s Vertikalgeschwindigkeit auf (früher erwähnte Rückläufigkeit der Kaltfront).

Im Bereich des kalten Troges im Westen strömt die Kaltluft zwischen Neufundland und Grönland mit frischen westlichen Winden ostwärts und schiebt sich mit starker Absinkbewegung (6 bis 7 cm/s) unter den warmen Südweststrom ein. In der Rückseite der Island-Zyklone dringt östlich des Grönländischen Festland-

sockels die frische Polarluft südostwärts vor und sinkt dabei ebenfalls nieder (3 bis 4 cm/s).

Über ganz Europa dauert auch in diesen Höhen die Nordströmung an, und im Temperaturfeld ist eine weit südlich bis zu den Alpen reichende Kältezunge (in 700 mb mit  $< -20^{\circ}\text{C}$ ) beobachtbar. Aber auch weiter südwärts ist das gesamte Mittelmeergebiet und der Raum westlich von Spanien bis 3000 m Höhe von Polarluft überflutet. Die Störung im Südosten zeigt sich bis 3 km Höhe hinauf durch in sich geschlossene Isobarenformen und eine mit wachsender Höhe westwärts geneigte Achse. Man kann daher erwarten, daß auch diese Zyklone sich weiter vertieft.

### 3.3.3. Das Druckniveau 500 mb (Abb. 28 und 29), mittlere Troposphäre

Im 500-mb-Niveau erkennt man wieder deutlich die große lange ROSSBY-Welle, deren Amplitude seit dem 14. Februar, 12 GMT, weiter zugenommen hat und deren warmer Wellenrücken sich noch mehr ostwärts von Island nach Osten hin voraus neigt. Das Kentnern der Welle wird immer deutlicher, zumal im spanischen Raum in den unteren Troposphärenschichten ein gegenläufiges Ausfließen kalter Luft erfolgt, wie aus den beiden früher präsentierten Bildern ersichtlich war.

In diesem Niveau ist oberhalb des Island-Wirbels kein in sich geschlossenes Wirbelzentrum erkennbar, sondern nur mehr eine kleine wellenförmige Verformung der Höhenlinien, so daß der untere Wirbel in 500 mb von einer mit der Höhe zunehmenden WSW-Strömung überweht wird, die ostwärts von Island stark divergiert. Dort werden die Isothermen vom Wind von warm nach kalt fast normal überquert, was auf einen Fortbestand der erheblichen Vertikalbewegung schließen läßt (5 bis 6 cm/s), die sich auch südwärts bis Irland bemerkbar macht. Auch oberhalb des in tieferen Niveaus noch abgeschlossenen Wirbelzentrums über Südrusland/Balkan ist in 500 mb nur mehr ein Trog im Höhenfeld feststellbar. Hier überweht eine S- bis SSW-Strömung den unteren Wirbel.

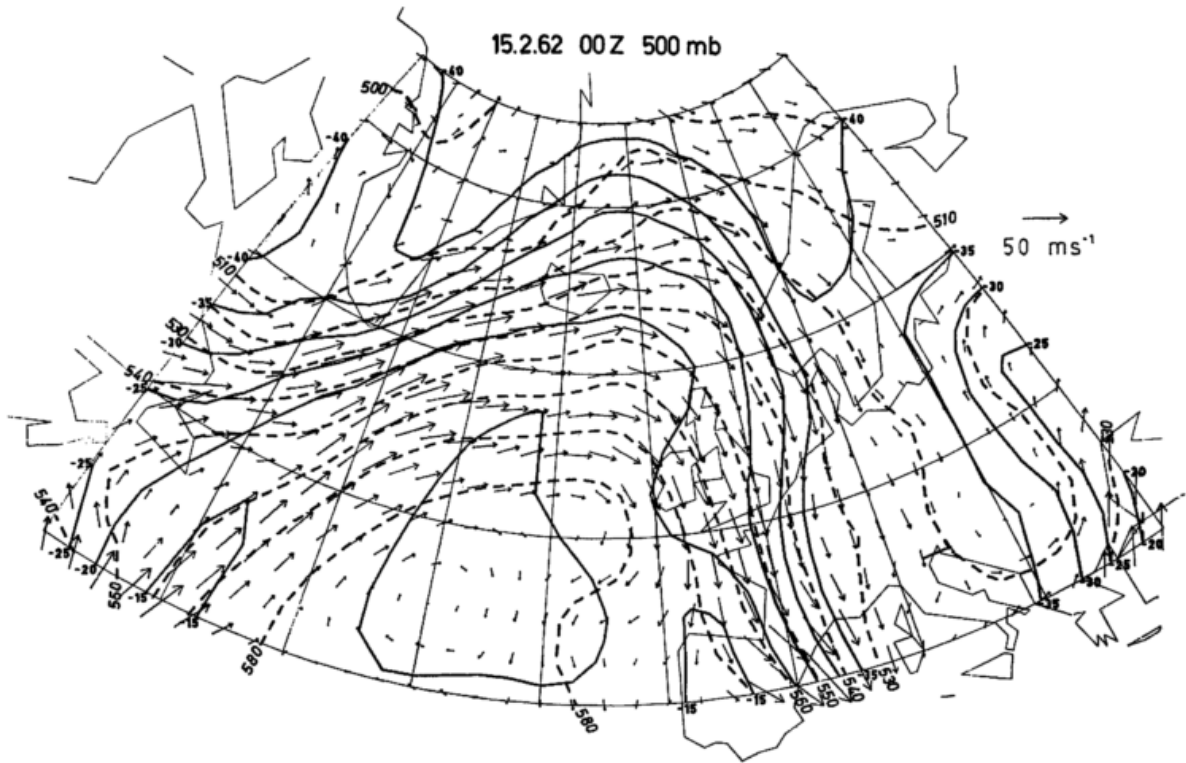


Abb. 28  
500-mb-Fläche für den 15. 2. 62, 00 GMT

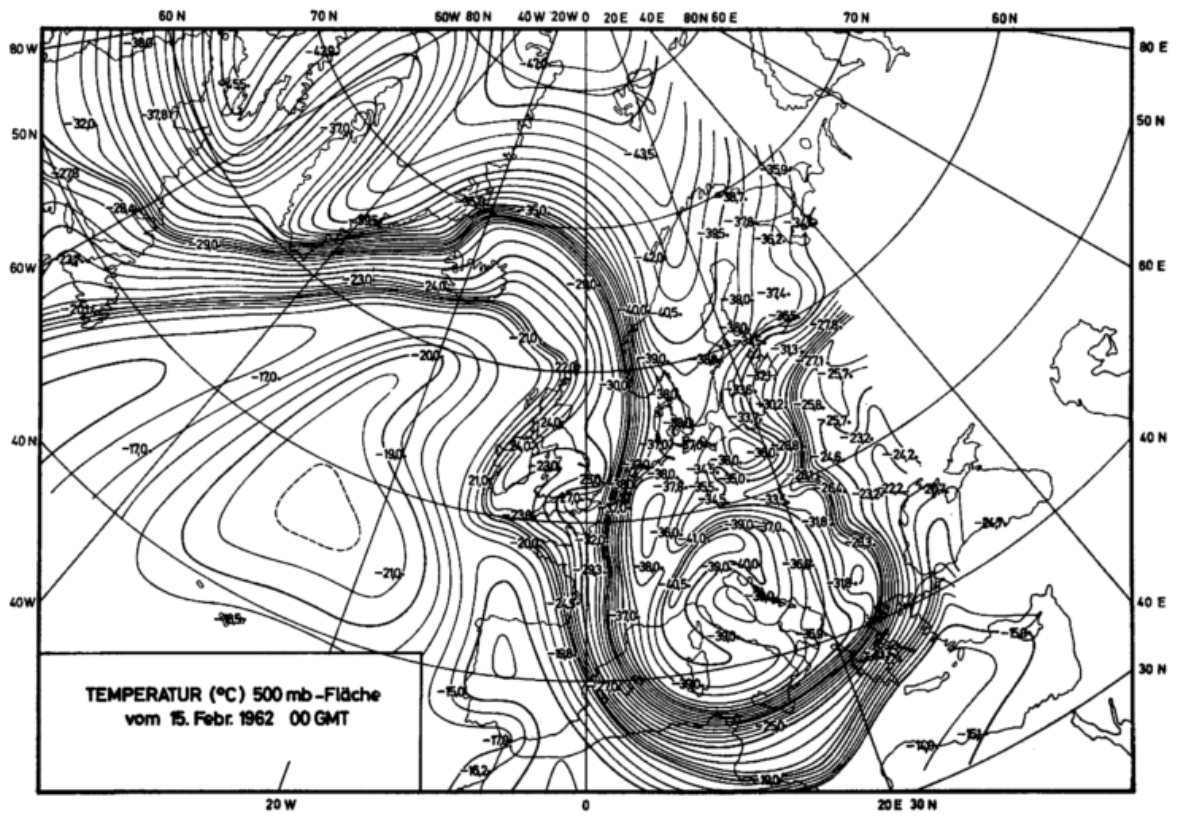


Abb. 29  
Temperatur-Handanalyse der 500-mb-Fläche  
für den 15. 2. 62, 00 GMT

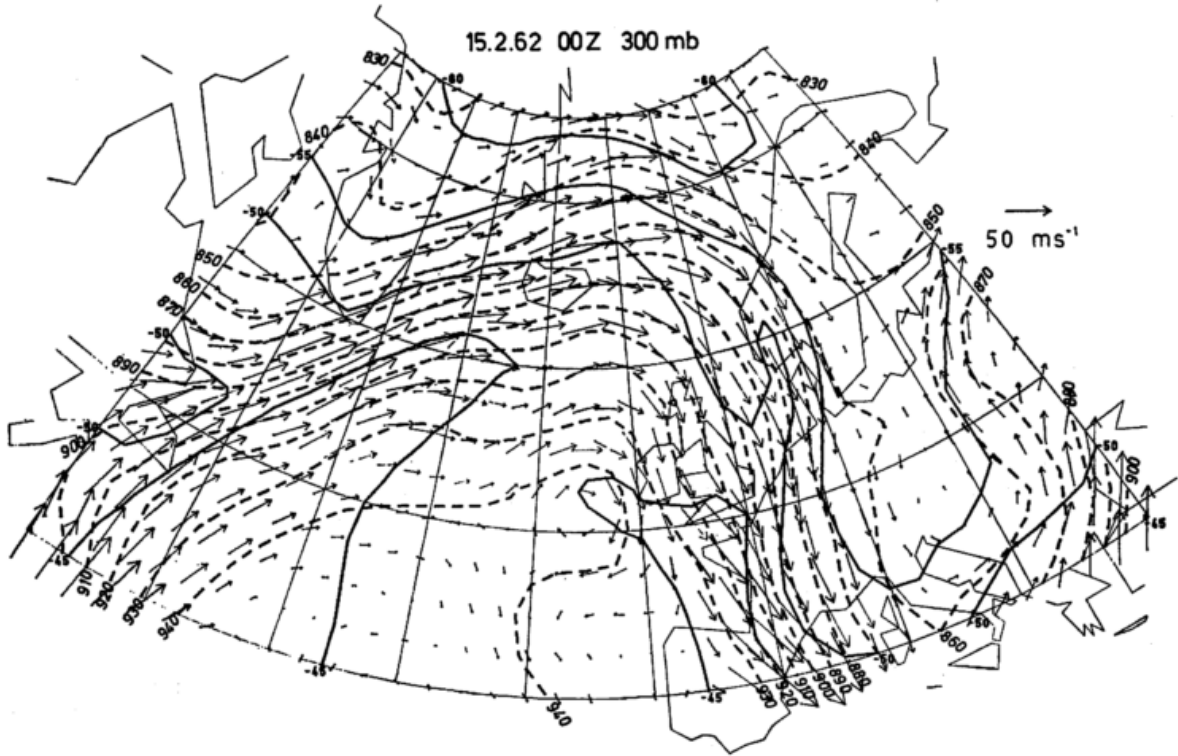


Abb. 30  
300-mb-Fläche für den 15. 2. 62, 00 GMT

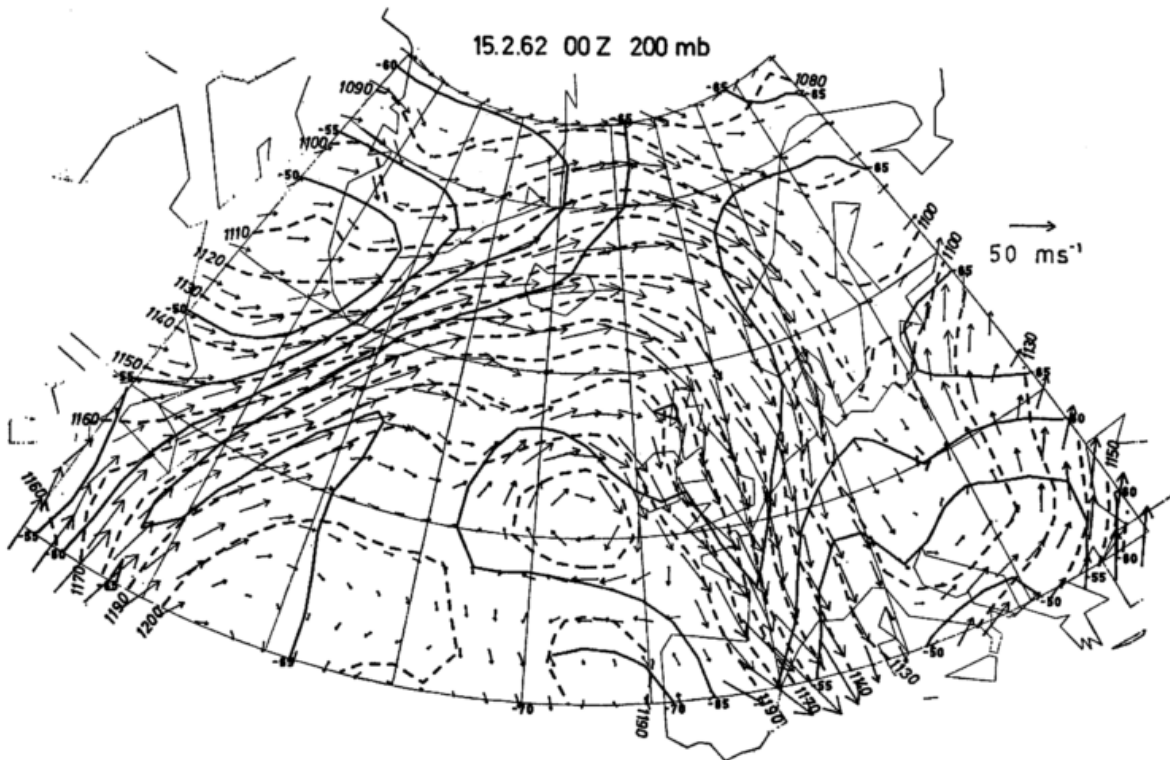


Abb. 31  
200-mb-Fläche für den 15. 2. 62, 00 GMT

Bei Inspektion der Abb. 29, die die genaue Handanalyse des Temperaturfeldes enthält, erkennt man neben der Isothermendrängung der Polarfront wieder deutlich den Schnitt der Subtropenfront mit der 500-mb-Fläche durch eine weitere Isothermenkonzentration, die über Irland eine wellenartige Verformung erfährt. Südlich von ihr zieht sich erneut ein Band hoher Temperatur parallel dem Subtropenfrontverlauf hin. Die in Abb. 1 und 2 gezeigte dreifache Luftkörperstruktur der Atmosphäre wird durch dieses Bild erneut bestätigt. Diese Abbildung zeigt auch deutlich die Einengung des europäischen Troges zwischen Nordsee, Ostsee und den Baltischen Staaten, so daß vermutet werden kann, daß der über Italien zentrierte große Kältebereich (Kälte-dom) eine zunehmende Isolierung von der im Norden gelegenen polaren Hauptkaltluftmasse erfahren wird.

Die Abb. 26 bis 28 machen noch einen anderen wichtigen Umstand deutlich. Im Gebiet südlich der Südspitze von Grönland werden etwa bei 55° N und 40° W über dem Atlantik Luftströme von stark unterschiedlichem Wärmegehalt zusammengeführt, und zwar im ganzen Höhenintervall vom Boden bis 5000 m Höhe. Sie sind dort durch beide Hauptfronten separiert. Die wärmeren Massen (tropische und mittlere Luftmasse) strömen dabei näherungsweise frontparallel mit leichter Hebung, während von Westen her sich die kälteren Massen bei nahezu frontnormalem Zustrom niedersinkend unter die warmen einschieben. Hier sind alle Vorbedingungen für Zyklonogenese günstig und, wie man später noch erkennen wird, entwickelt sich hier eine Wellenstörung, die auf die weitere Gestaltung des behandelten synoptischen Falles entscheidenden Einfluß nimmt. Es soll auch noch auf das intensive Kältereservoir an der Ostküste Kanadas und über Ostgrönland speziell hingewiesen werden.

### 3.3.4. Die Druckniveaus 300 und 200 mb (Abb. 30 und 31), die Niveaus des polaren und subtropischen Strahlstroms

Die Abb. 30 zeigt den Verlauf des polaren Strahlstroms, der nördlich Neufundlands ins Bild tritt, dann bis nördlich von Island eine ENE-Richtung einschlägt und nach Vollführung einer starken antizyklonischen Richtungsänderung auf der Wegstrecke von Südnorwegen bis zum westlichen Mittelmeer fast meridianparallel nach Süden gerichtet ist. Das Temperaturfeld in der 300-mb-Fläche ist noch weitgehend geordnet,

d. h. kalte Luftmassen nördlich der Stromachse und innerhalb der Wellentröge im Westbereich der Abb. 30 und über Europa. Im westlichen Teil der warmen Region südlich der Stromachse zeigt die warme Zunge (> -45° C) an, daß der warme Zustrom bis 9 km Höhe aufwärts reicht, somit in der gesamten Troposphäre wirksam ist.

Die Abb. 31 zeigt den Verlauf des Subtropenstrahlstroms, der in der äußersten SW-Ecke ins Bild eintritt, dann mit SW-Richtung bis südlich Island strömt und nach scharfer Richtungsänderung seinen Weg mit S-Richtung bis zu den Pyrenäen nimmt.

Über den troposphärischen Kaltlufttrögen sind die Temperaturen stratosphärisch deutbar. Dort zeigt die Abbildung über Süditalien und im Gebiet südwestlich von Grönland warme Inseln mit mehr als -55 bis -50° C.

Auffällig sind noch zwei Wirbelgebiete im Stromfeld. Dasjenige westlich von Spanien wird zyklonal umströmt, darunter fließt in der Troposphäre kältere Luft nach Südwesten.

### 3.3.5. Die Polar- und Subtropenfront (Abb. 32 und 33) und ihre räumliche Gestalt

Die dreidimensionale Auslegung der Polarfront (Abb. 32) zeigt durch ihre Form die typischen Merkmale einer instabil werdenden langen Rossby-Welle. Im warmen Rückenbereich der Welle steigt die Polarfront an der Zyklonenvorderseite über England, der Nordsee und dem Nordmeer warmfrontartig mit mäßiger, erst in großer Höhe steilerer Neigung an, während an der Zyklonen-Rückseite die Neigung generell sehr steil ist. Jedoch verflacht diese Steilheit im Südwesten des Bildes, wo eine Warmluftchale die polare Kaltluft überdeckt. Im kalten Trogbereich der Welle über Europa erweitert sich die Basis des Kälte-domes speziell seewärts nordwestlich von Spanien, während sich in der oberen Troposphäre der kalte Bereich mehr und mehr einengt. Dies ist besonders über der südlichen Ostsee der Fall, wo nur mehr eine schmale Verbindung eingeengt zwischen den warmen Sektoren des atlantischen und süd-russischen Tiefdruckgebietes vorhanden ist, durch welche die südeuropäische polare Kaltluftmasse mit ihrer polaren Quellmasse im Norden in Verbindung steht.

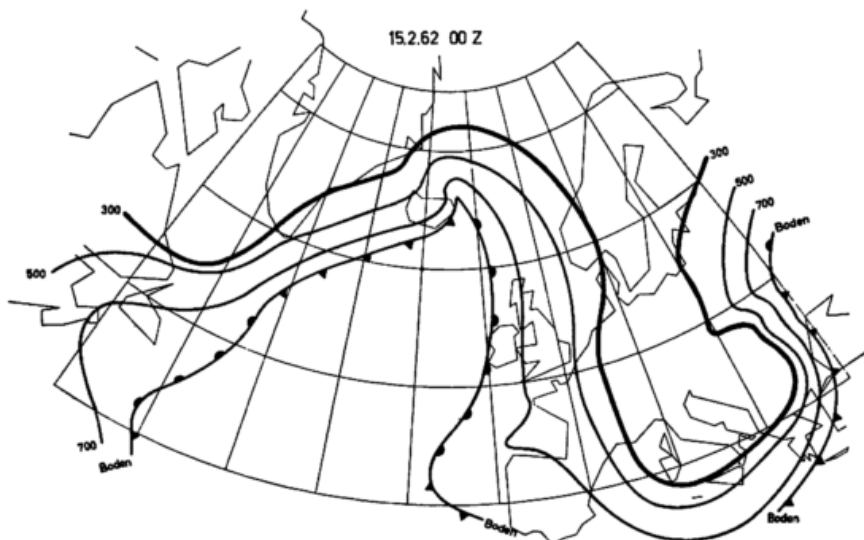


Abb. 32  
Der Verlauf der Polarfront am Boden, in 700, 500 und 300 mb  
für den 15. 2. 62, 00 GMT

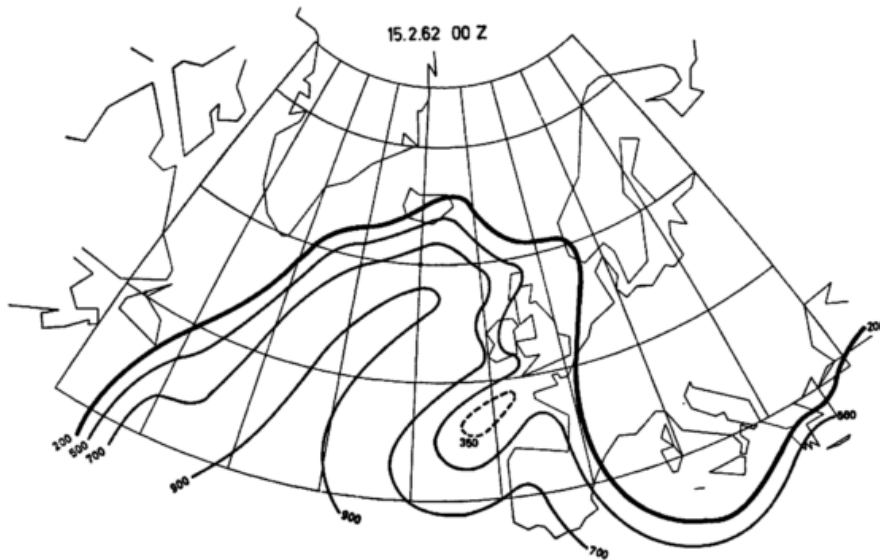


Abb. 33  
Der Verlauf der Subtropenfront in 900, 700, 500 und 200 mb  
für den 15. 2. 62, 00 GMT

Betrachtet man jetzt die Abb. 33, die den dreidimensionalen Aufbau der Subtropenfront wiedergibt, so erkennt man, daß wie beim Vortermin die gesamte atlantische, weit geöffnete Wärmeschale in Abb. 32 von der Subtropenfrontfläche überdeckt wird. Diese steigt dort von dem zentralen Teil, der flach über dem Meer in ca. 400 bis 600 m Höhe liegt, allseitig an. Besonders steil wird sie wieder zwischen 500 und 200 mb an der Westflanke. Der untere, seewärts gerichtete Ausfluß polarer Luft nordwestlich von Spanien in Abb. 32 führt auch in der Auslegung der Subtropenfront zu einer Verformung, und sie weicht dort ähnlich seewärts zurück.

### 3.3.6. Die Tropopause (Abb. 34)

Die Abb. 34 gibt dem Leser wieder Aufschluß über die Höhenlage, Temperatur und Gestalt der Tropopause am 15. Februar, 00 GMT. Diese Figur ist nach Rußland weit ostwärts erweitert, da für den 00-GMT-Termin jeweils die russischen Aufstiege mit speziellen Punkten und Tropopausenangaben verfügbar waren, während dies für den 12-GMT-Termin nicht der Fall war.

Die beiden dunklen Bänder repräsentieren wieder die Frontgrenzen von Polar- und Subtropenfront, wovon die südliche Grenze jeweils etwa den Verlauf beider Strahlströme wiedergibt.

Dieses Bild macht erneut auf die geringe Separation des polaren und tropischen Bereiches durch eine zwischen die beiden Frontalverläufe eingebettete Luftmasse der gemäßigten Breiten mit der mittleren Tropopause zwischen 210 und 290 mb als ihre obere Troposphärenbegrenzung aufmerksam. Natürlich erweitert sich ihr Einflußbereich gegen die unteren Niveaus hin.

Wieder findet sich oberhalb des polaren Bereiches nördlich der Polarfront eine tiefe polare Tropopause, die parallel zum und wenig zur Linken des Polarfrontverlaufes ihre niedrigste Höhe einnimmt (tiefer als 350 mb, oft sogar tiefer als 400 mb).

Ihr gegenüber und im vollen Kontrast mit ihr steht die hochliegende tropische Tropopause (TT 2) südlich des Verlaufs der Subtropenfront, wo man wieder parallel und wenig südlich die höchste bandstrukturartige Lage der Tropopause feststellt (meist höher als 160 mb). Nur westlich der Biskaja, wo in den tieferen Schichten die gemäßigte Luft und darunter auch die polare Kaltluft seewärts ausbricht, senkt sich auch die tropische

Tropopause ab, und die Bandstruktur erscheint etwas unterbrochen.

Die Auswertung der russischen Aufstiege gibt eindeutig darüber Aufschluß, daß auch östlich des europäischen Kältevorstoßes die Tropikluft in höheren Schichten weit nordwärts ausgreift und die tropische Tropopause (TT 2) eindeutig belegt feststellbar ist. Dabei ist der nördlichste schmale Bereich in Fortführung der gleichen Analysen der Vortermine (siehe Abb. 12 und 23) als letzter Rest einer Tropikluftschale oberhalb eines alten Zyklonenkerns erklärbar. Die wellenartige Verformung der Subtropenfront südlich davon steht im Zusammenhang mit der Bodenzyklone mit Kern bei 50° N, 30° E. Hier ist die Tropikluft nicht senkrecht über dem Kerngebiet am Boden vorhanden, sondern nur die gemäßigte Luft mit einer mittleren Tropopausenhöhe von 218 mb.

Außerdem läßt diese Figur im Vergleich mit Abb. 23 erkennen daß in der 12-stündigen Zwischenzeit zwischen dem 14. Februar, 12 GMT, und dem 15. Februar, 00 GMT, auch im amerikanischen Trog eine Loslösung eines Kältebaus südlich von 40° N von seiner polaren Quellmasse im Norden vollzogen wurde, ähnlich wie es sich für die nahe Zukunft im europäischen Kältetrog über der Ostsee andeutet. Der losgelöste Kältebau liegt außerhalb (südlich) des Kartenausschnittes der Abb. 34 weit südlich von Neufundland und wird später (16. Februar, 00 GMT, Abb. 56) wieder im Kartenausschnitt sichtbar werden. Dort tritt als Folge dieser Entwicklung, wie man sieht, eine weite Separation von Polar- und Subtropenfront auf.

### 3.3.7. Das Druckniveau 100 mb (Abb. 35), untere Stratosphäre

Die in etwa 16 km Höhe in der unteren Stratosphäre oberhalb der Tropopause feststellbare Drängung in den Linien gleicher geopotentieller Höhe und die eingetragenen Winde zeigen den Fortbestand starker westlicher Winde in diesem Niveau. Auch bleibt die großzügige Wellenform bis in dieses Niveau aufwärts bestehen.

In den Wellentrögen findet sich über Südeuropa und westlich von Neufundland stratosphärische, relativ warme Luft (> -60° C), während über dem Wellenrücken die Temperatur relativ kalt (< -65° C) mit einem Band kältester Temperatur (< -65° oder -70° C) hart südlich der Achsenlage des Subtropenjets (siehe Abb. 33) in 200 mb. Im nördlichsten Breitenbereich

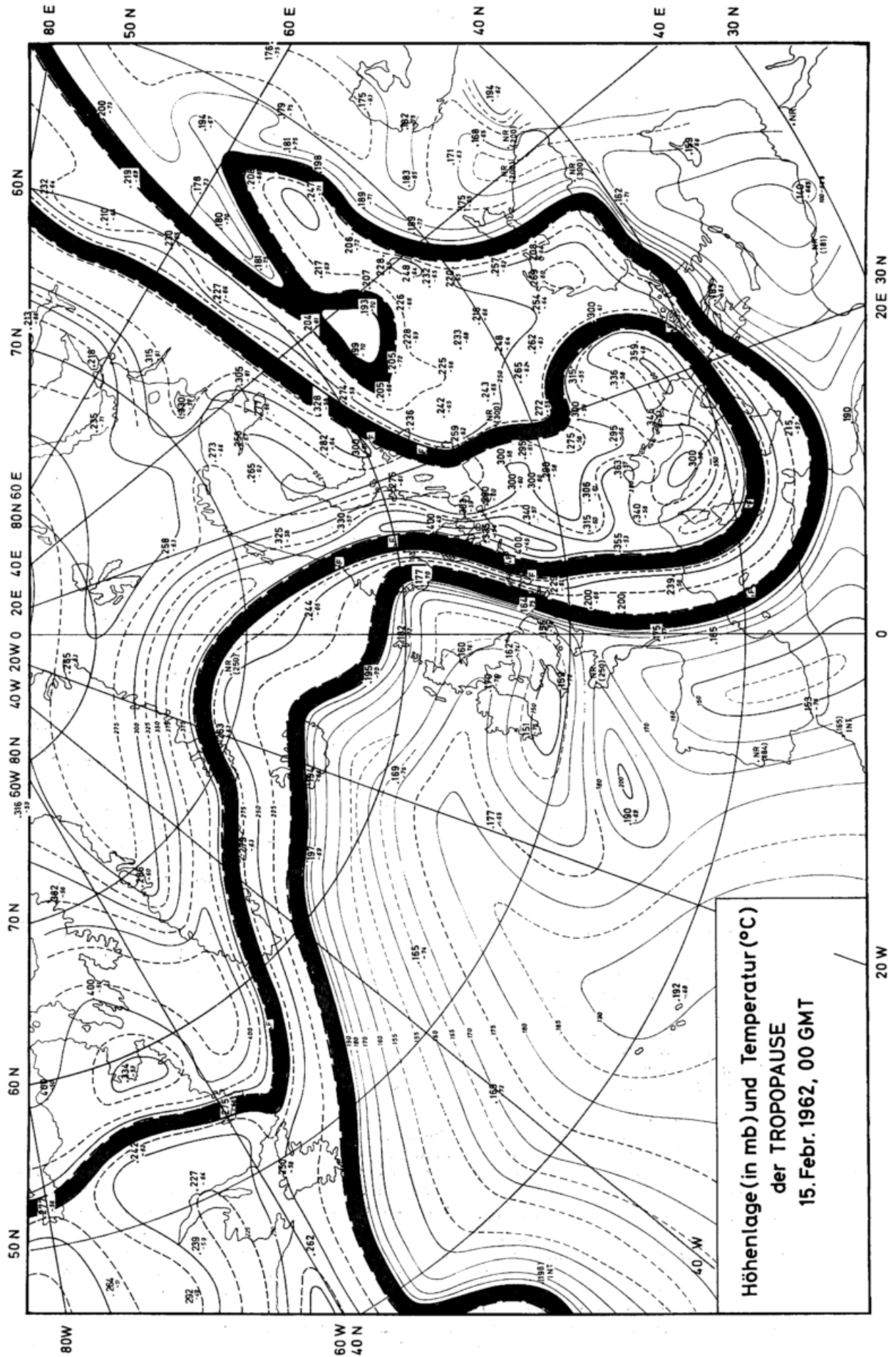


Abb. 34 Die Höhenlage (in mb) und Temperatur (in °C) der Tropopause für den 15. 2. 62, 00 GMT



nördlich 60° N nimmt die Temperatur wieder wegen des Fehlens von Einstrahlung (polare Nacht) in vertikaler Richtung bis in dieses Niveau aufwärts stark ab, wie ein Vergleich mit Temperaturwert in 12 km Höhe (200 mb, siehe Abb. 31) leicht erkennen läßt (allgemein 5 bis 10 Grad kälter als in 200 mb).

### 3.4. 15. Februar 1962, 12 GMT

#### 3.4.1. Erdboden (Abb. 36)

Die Bodenwetterkarte dieses Termins läßt sofort das weitere rasche Vordringen der atlantischen Tiefdruckstörung nach Osten erkennen, deren Kern jetzt östlich von Island auffindbar ist. Bei anhaltendem rapidem Luftdruckfall während der vergangenen 12 Stunden (im Mittel 1,33 mb/h oder 16 mb pro 12 Stunden) erniedrigte sich der Kerndruck auf 967 mb. Dabei okkludierte die Zyklone in stärkerem Maß. Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Kerns ist zwar im 12-Stunden-Intervall vom 15. Februar, 00 bis 12 GMT, etwas verringert (50,8 km/h oder 14,1 m/s), kann aber immer noch als rapide bezeichnet werden. Die Warmfront der Störung erreicht gerade Südnorwegen und verläuft dann südwestwärts durch die Nordsee und Südengland und ändert ihren Charakter in eine seewärts auf den Atlantik hinaus westwärts vordringende Kaltfront.

Im Kaltfrontbereich westlich des Kerns hat sich, wie erwartet, eine der Hauptstörung rasch nachfolgende Wellenzyklone neu entwickelt, die südlich von Island ihren Wellenscheitelpunkt (Kerndruck dort 986 mb) aufweist und deren Entstehung und enorm schnelle Wanderung in die Zeit zwischen 15. Februar, 00 und 12 GMT, fällt. Sie wird an ihrer Vorderseite von einem neuen starken Druckfallgebiet begleitet.

In ihrer Rückseite dringt die polare Luft weiter in den mittleren Nordatlantik vor, und diese Kaltfront ändert nach Südwesten hin ihren Charakter und wird als Warmfront rückläufig. Dort gleitet die warme Südströmung über die westlich von ihr auffindbare kalte NE-Strömung auf, und im äußersten SW-Eck des Karten-

bildes ist eine neue Wellenstörung mit Kerndruck von 997 mb erkennbar.

Der Zustrom warmer Luft erfolgt nunmehr aus dem mittleren Atlantik heraus, zuerst mit südlicher, dann mit südwestlicher bis westlicher Strömung in den Warmsektorbereich der Haupt- und Wellenzyklone hinein. Als eine Folge der Reibung an der Meeresoberfläche ist bei dem Zustrom warmer Luft wieder ein stark ageostrophisches Verhalten beobachtbar.

In der gesamten Rückseite des doppelten zyklonalen Kerngebietes, das zwischen Grönland und Mittelnorwegen sehr ausgedehnt ist, fließt die frische polare Kaltluft ebenfalls stark ageostrophisch aus zwei ausgeprägten Kältegebieten über Kanada und Nordgrönland (jeweils  $< -25^{\circ} \text{C}$ ), einmal direkt von Westen her, zum anderen östlich von Grönland mit NE- später NW-Winden zu und schiebt sich an der Kaltfront der Wellenzyklone unter den warmen SW-Strom ein.

Im europäischen Bereich fließt die Kaltluft nur mehr über Finnland und Osteuropa direkt aus Nord bis ins Mittelmeer, während auf West- und Mitteleuropa ein dem Störungssystem östlich vorgelagerter Hochdruckkeil übergreift, der allmählich den direkten Zustrom polarer Luft aus Nord abwandelt.

Ganz im Osten erkennt man die zum vorhergehenden Termin besprochene Zyklone, die mit ihrem Kern das Kartenbild der Abb. 36 bereits verlassen hat. Sie hat sich vom 15. Februar, 00 bis 12 GMT, weiter stark vertieft (971 mb) und findet sich mit Kern bei 51° N, 32° E.

#### 3.4.2. Die Druckniveaus 850 und 700 mb (Abb. 37 u. 38), untere Troposphäre

In der unteren Troposphäre (1500 bis 3000 m) zeigen die Abb. 37 und 38 oberhalb der Haupt- und der ihr rasch von Westen her nachfolgenden Wellenstörung die Existenz eines weit ausgedehnten Depressionsgebietes mit in sich geschlossenen Linien gleicher geopotentieller Höhe. Für die Hauptstörung neigt sich ihre vertikale Achse im Kern immer noch nordwestwärts, ein Anzei-

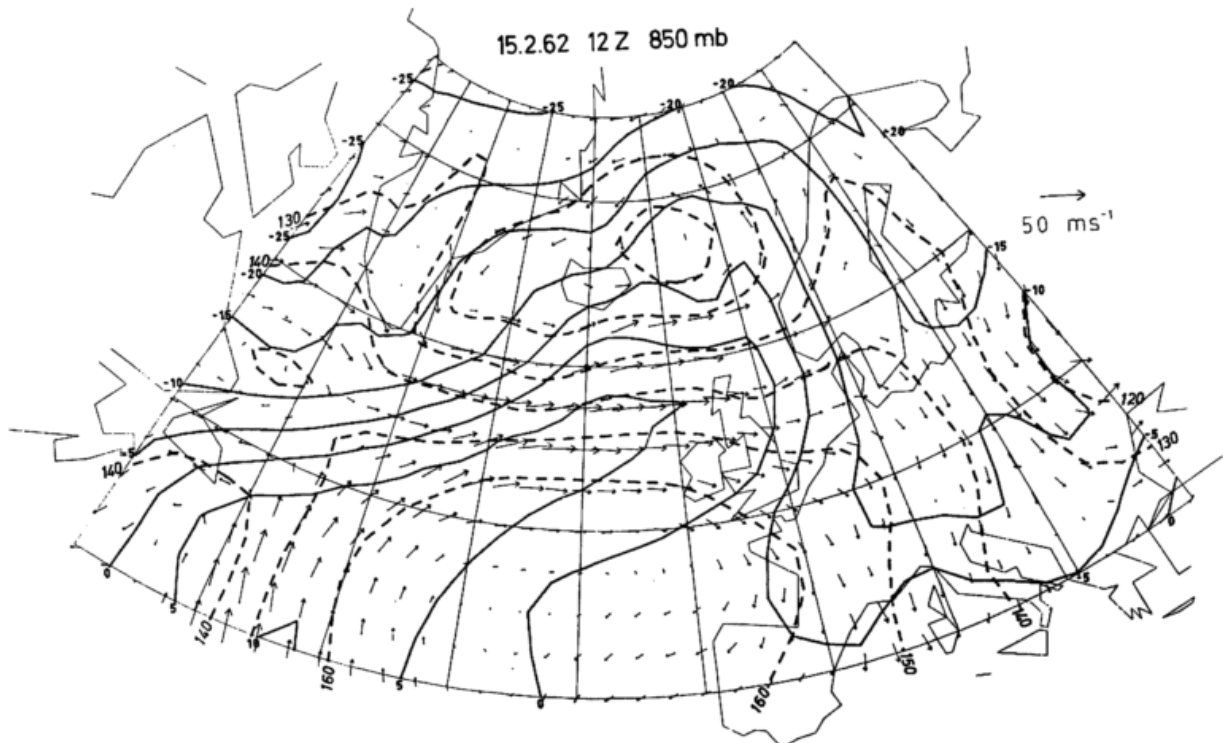


Abb. 37  
850-mb-Fläche für den 15. 2. 62, 12 GMT

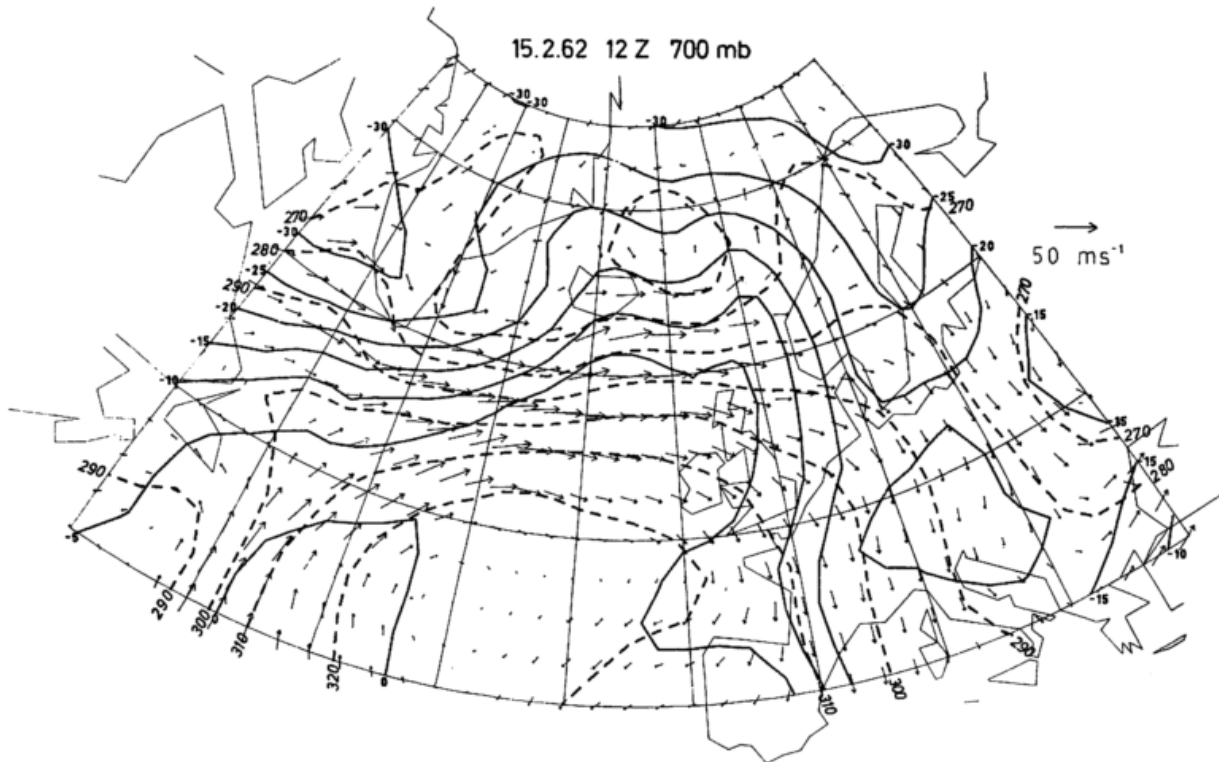


Abb. 38  
700-mb-Fläche für den 15. 2. 62, 12 GMT

chen für weitere Vertiefung am Erdboden. Für die nachfolgende Wellenzyklone erkennt man westlich von Island im Windfeld die beginnende Wirbelentwicklung aufwärts bis 3000 m Höhe.

Im Temperaturfeld zeigt sich in der Drängung der Isothermen bei etwa  $-5^{\circ}\text{C}$  für das 850 mb und bei etwa  $-13^{\circ}\text{C}$  für das 700-mb-Niveau der Verlauf des Schnitts der Polarfront mit diesen Druckflächen. Deutlich treten beide Störungen im Temperaturfeld durch eine Doppelwelle südlich und östlich von Island hervor. Im warmen Bereich strömt bis 3000 m Höhe die warme Luft im mittleren südlichen Atlantik mit hoher Windstärke zu und gleitet teilweise im Südwesten der Bilder über die westlich der Polarfront vorhandene Kaltluft auf (5 cm/s). Dann strömt sie frontparallel in die Warmsektoren der Wellen- und Hauptstörung ein und gleitet dort zweimal kräftig auf (südöstlich des Kerns der Wellenzyklone mit ca. 9,5 cm/s, östlich des Kerns der Hauptzyklone mit 4 cm/s). Besonders ausgedehnt ist diese Aufgleitbewegung entlang der gesamten Ausdehnung der Warmfront vom Nordmeer über Südnorwegen bis zum Südwestausgang des Englischen Kanals, wo im gesamten Bereich die Winde in beiden Niveaus die Isothermen von warm und kalt fast normal überwehen und die Höhenlinien stark divergieren.

Im kalten Rückseitenbereich der Polarfront dringt die frische Polarluft mit lebhaften bis stürmischen westlichen Winden über dem Seegebiet südlich von Island und Grönland ostwärts vor. In diesem Bereich errechnet man starkes Absinken von 5 bis 7 cm/s. An der steil geneigten Kaltfront der Wellenstörung schiebt sie sich daher unter die warme Warmsektorströmung ein. Die intensive Konfluenz dieser Ströme südwestlich von Island hält an.

Im europäischen Bereich dauert bis 3000 m Höhe die Zufuhr von polarer Kaltluft aus nördlicher Richtung an, besonders im Ostteil der Bilder und divergiert im Süden über Spanien und dem Seegebiet westlich von Spanien, dort, wo die Polarfront als Kaltfront daher

weit auf den Atlantik hinaus westwärts und seewärts rückläufig wird. Dort sinkt die Kaltluft stark ab (4 bis 5 cm/s).

### 3.4.3. Das Druckniveau 500 mb (Abb. 39 und 40), mittlere Troposphäre

In der mittleren Troposphäre erkennt man (Abb. 39), daß auch in ca. 5000 m Höhe noch in sich abgeschlossene Höhenlinien nordöstlich von Island und zwischen Island und Grönland beobachtbar sind, was ein Beweis dafür ist, daß speziell die Hauptzyklone, aber auch die nachfolgende Wellenstörung sich als zyklonale Wirbel bis zur 500-mb-Fläche aufwärts erstrecken. Entsprechende zweifache Welligkeit im Isothermenbild zeigen beide Bilder (Abb. 39 und 40), und Berechnung der Vertikalgeschwindigkeit ergab, daß in beiden Warmsektoren die Luft stark gehoben wird: Einmal westlich von Norwegen, also östlich des Kerns der Hauptzyklone mit 10 bis 11 cm/s, und zum anderen südöstlich von Island, also östlich der Wellenstörung, wo das Aufsteigen besonders in der Schicht von 500 bis 400 mb mit ca. 16 cm/s extrem stark ist.

Ganz entsprechend ist im Lee von Südgrönland und in der unmittelbaren Rückseite der Wellenstörung das Niedersinken der extrem kalten Polarluft sehr groß (ca. 12 bzw. 14 cm/s). Da zwischen den beiden Hebungsbereichen, also im Zwischengebiet zwischen beiden Störungen leichtes, in der unteren Troposphäre stärkeres Absinken erfolgt, geht mit jeder Störung ein Dipol im Vertikalgeschwindigkeitsfeld einher (siehe dazu W. MEYER (18)). Die für beide Störungen noch feststellbare Achsenneigung in vertikaler Richtung nach W bis NW und die intensive Vertikalbewegung deutet auf weitere Vertiefung hin speziell der Welle bei Island.

Eine Inspektion der detaillierten Temperaturanalyse im 500-mb-Niveau (Abb. 40) zeigt durch den Verlauf der Polarfront die nunmehr im Gebiet südlich der Ostsee fast vollendete Abschnürung der großen südeuropäischen Kältemasse ( $< -40^{\circ}\text{C}$ ) mit Schwerpunkt über der

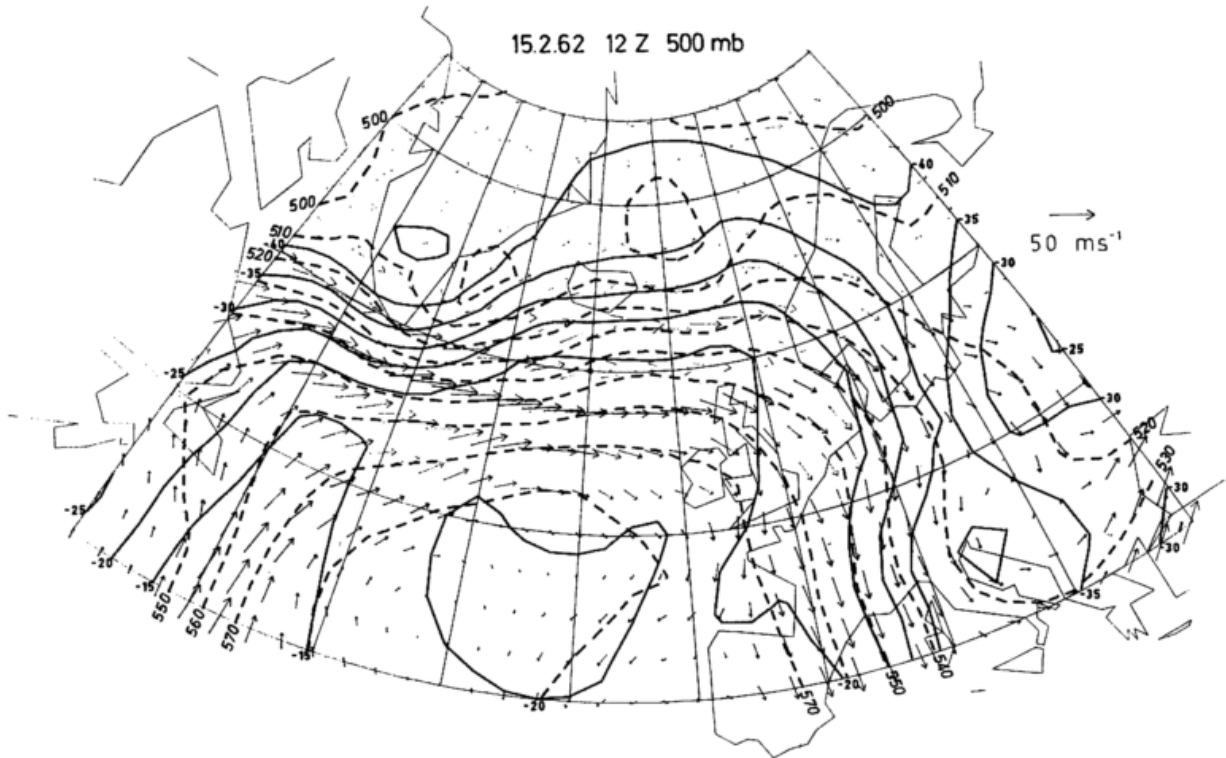


Abb. 39  
500-mb-Fläche für den 15. 2. 62, 12 GMT

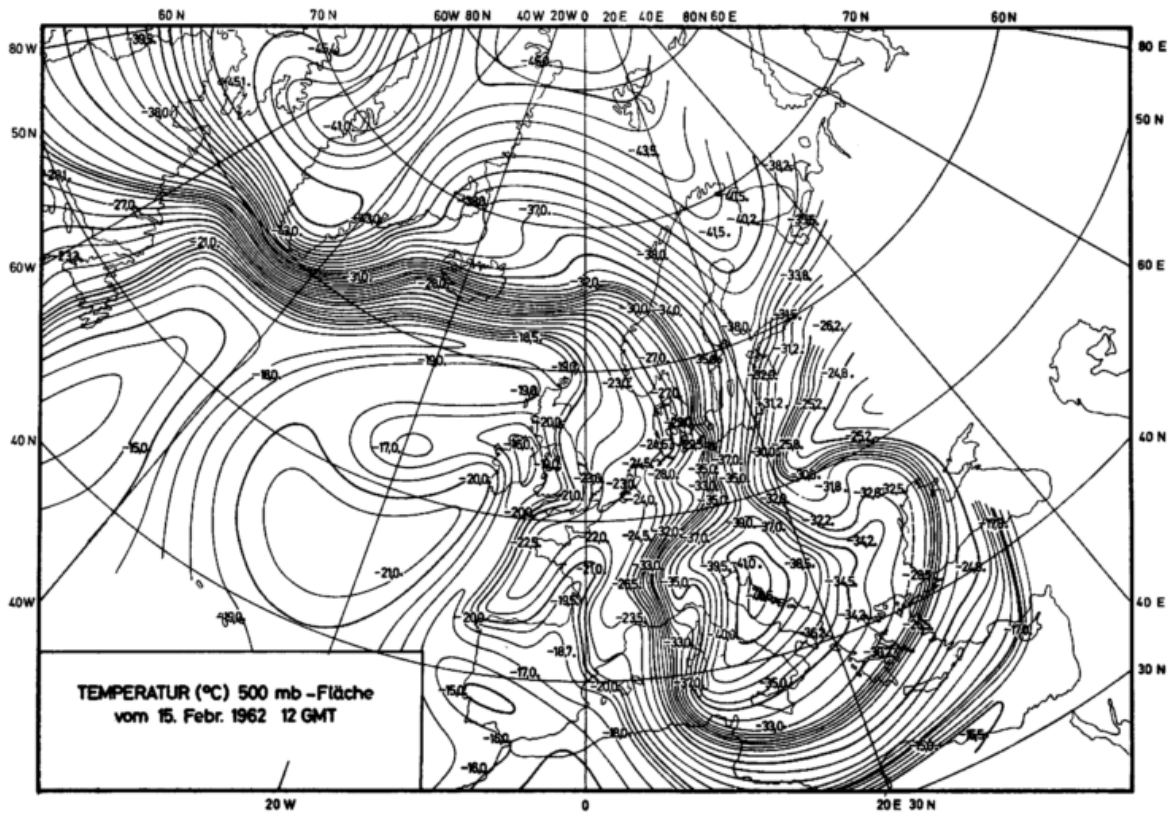


Abb. 40  
Temperatur-Handanalyse der 500-mb-Fläche  
für den 15. 2. 62, 12 GMT

Adria und Italien. Die beiden Warmluftschalen des Atlantischen Tiefdrucksystems und der Zyklone über Westrußland kommen sich dort sehr nahe, und nur ein schmaler Streifen kalter Temperatur verbindet in 5 km Höhe das Reservoir der polaren Luft im Norden mit dem Kältegebiet über Südeuropa. Die Zerstörung des an den Vorterrainen vorhandenen Wellentrog über Europa ist demnach fast vollendet, ganz ähnlich wie auch der amerikanische Trog zerstört und eine Kälteinsel in 500 mb über südlicher Breite (außerhalb des Bildes im Südwesten der Abb. 40) vom polaren Reservoir abgetrennt wurde. Dort verläuft die Polarfront quasi zonal, und auch östlich davon nimmt sie einen fast den Breitenkreisen folgenden Verlauf bis Norwegen mit leichter Welligkeit in Verbindung mit den beiden zyklonalen Störungen. Die Abb. 40 läßt aber auch jene Drängung in den Linien gleicher Temperatur zwischen  $-18$  und  $-22^{\circ}\text{C}$  deutlich erkennen, die der Schnitt der Subtropenfront mit der 500-mb-Fläche verursacht. Über Neufundland nach Norden verlaufend, dann West-Ost und schließlich über England mit wellenartigen Ausbuchtungen bis nach Westafrika südwärts umrundet sie schließlich im östlichen Mittelmeer und über Kleinasien die polare und gemäßigt warme Luft. Im Bereich England/Frankreich ist sie weniger scharf erkennbar, da ihre Neigung beim Durchsetzen der 500-mb-Fläche dort nicht groß ist und sie erst in höheren Niveaus steiler emporragt (siehe dazu auch Abb. 44).

Die wohl auffallendste Eigenheit der Abb. 39 und 40 ist jedoch die enorm ausgeprägte Baroklinität des Massenfeldes auf der gesamten Wegstrecke vom Gebiet südwestlich Südgrönlands bis Südnorwegen. Starke jetartige Winde aus West und ein dazu passendes starkes Gefälle des Feldes der geopotentiellen Höhe nach Norden (siehe Abb. 39) sowie enorm starke Gegensätze im Temperaturfeld (siehe Abb. 40) zeigen an, daß hier auf eine schmale Breitenzone quer durch die steil aufragenden Polar- und Subtropenfronten, die West-Ost orientiert sind, fast der insgesamt mögliche meridionale Temperaturgegensatz konzentriert ist. Es besteht hier auf einer Wegstrecke von nur  $4,5^{\circ}$  Breite eine Temperaturdiffe-

renz von  $17$  Grad, d. h. etwa  $3,4$  Grad/100 km. Nördlich der Polarfront greift eine Kältezunge ( $< -45^{\circ}\text{C}$ ) von Westen auf Südgrönland über, und südlich der Subtropenfront strömt genau wie in der unteren Troposphäre sehr warme Tropikluft nordwärts ( $> -15^{\circ}\text{C}$ ) und dann ostwärts ( $> -18^{\circ}\text{C}$ ).

### 3.4.4. Die Druckniveaus 300 und 200 mb (Abb. 41 und 42), die Niveaus des polaren und subtropischen Strahlstroms

Mehr und mehr verlagert sich der Wellenrücken, der drei Termine früher (14. Februar, 00 GMT) über dem mittleren Atlantik gelegen war, ostwärts, und die Rückenachse verläuft nicht mehr meridianparallel, sondern von Skandinavien über England nach Südwesten, neigt sich also zunehmend nach Osten.

Die Abb. 41 zeigt den Verlauf des polaren Strahlstroms, der von Nordkanada über die Südspitze von Grönland und über Island hinweg bis nach Mittelnorwegen jetzt nahezu den Breitenkreisen folgt. Dann verläuft er nach antizyklonaler Drehung nach Süden über die südliche Ostsee und die Alpen hinweg und hart westlich von Korsika/Sardinien vorbei zur nordafrikanischen Küste. Sein weiterer Weg wird aus den späteren Abb. 43 und 45 ersichtlich.

Über dem Südwestteil der Abb. 41 (300 mb) bildet sich ein neuer Wellenrücken aus, da hier, wie die Diskussion der Verhältnisse in der unteren und mittleren Troposphäre zeigte, ein dauernder Zustrom tropischer Warmluft aus Süd erfolgt, der auch in 9 km Höhe andauert.

Beiderseits flankiert durch die schon weitgehend durch „cut off“-Prozesse abgewandelten Kaltlufttröge über Osteuropa und Ostamerika (nicht mehr ganz im Bild) stellt sich jetzt ein relativ breites,  $50^{\circ}$  Länge umfassendes warmes Zwischengebiet her, welches im Norden durch einen zonalen Verlauf des Polar- und Subtropenjets und durch steil aufragende Polar- und Subtropenfrontflächen begrenzt ist.

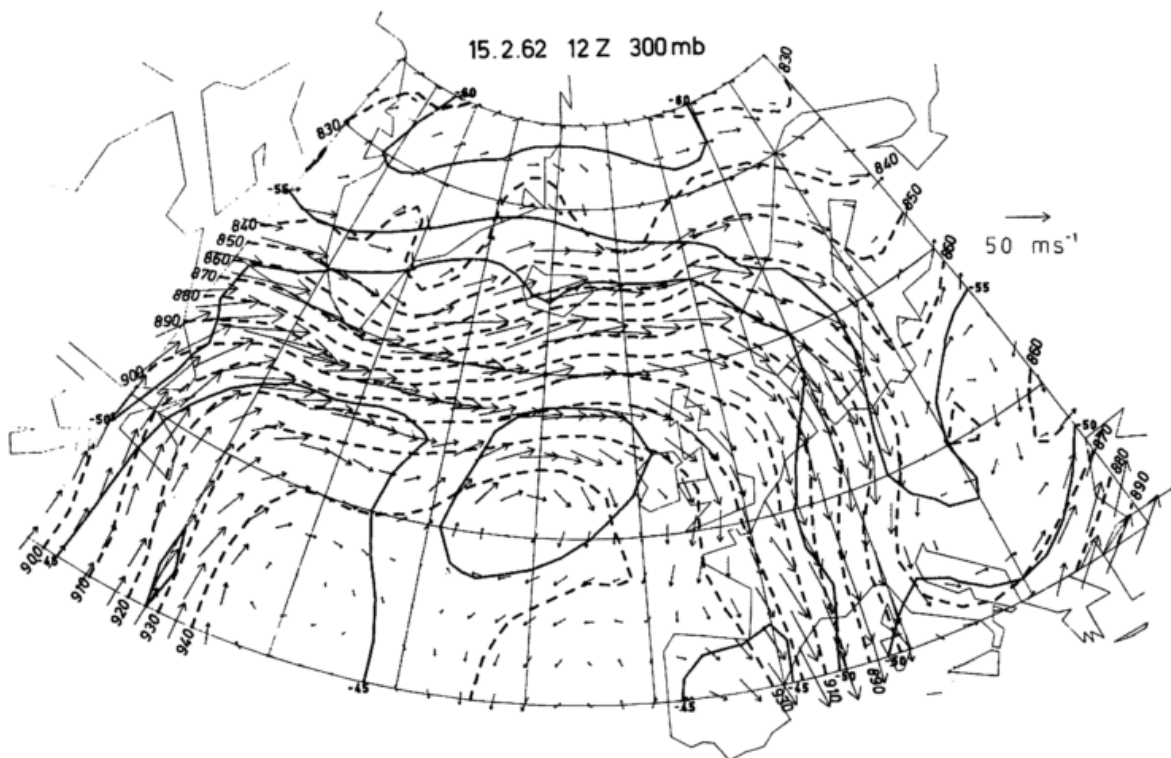


Abb. 41  
300-mb-Fläche für den 15. 2. 62, 12 GMT

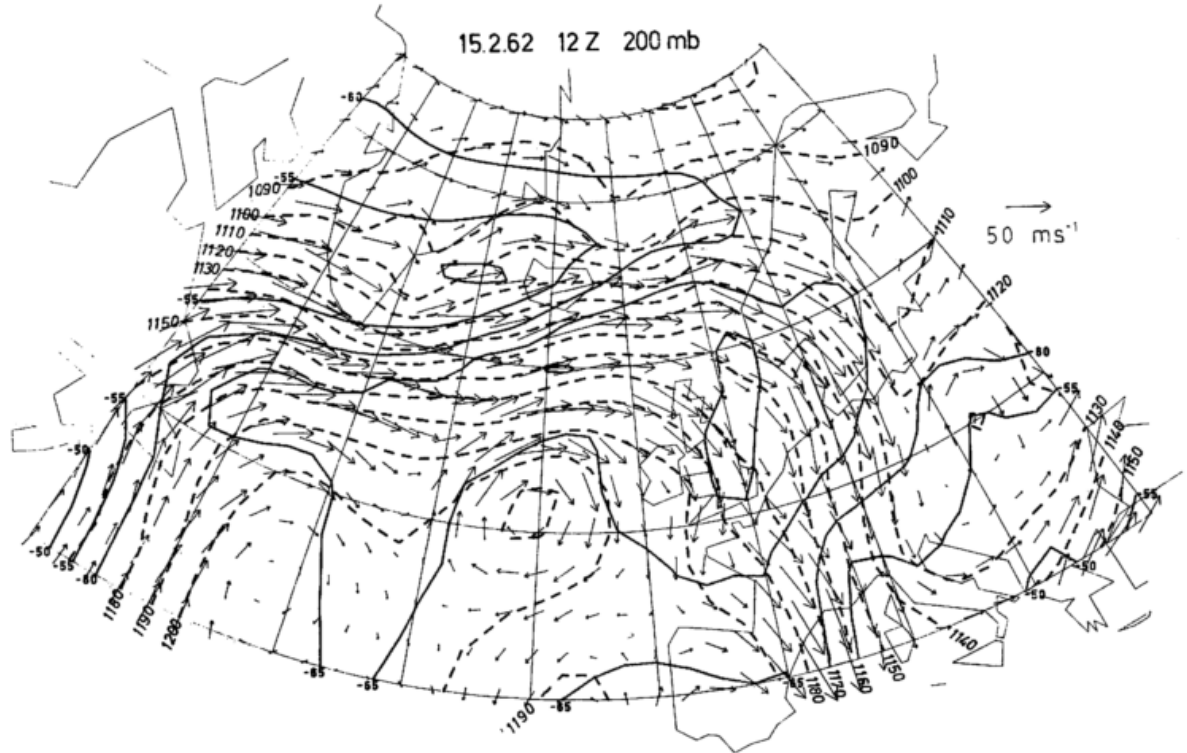


Abb. 42  
200-mb-Fläche für den 15. 2. 62, 12 GMT

Dort grenzen beide Hauptfronten und die dazu gehörenden Strahlströme nahe aneinander, speziell auf der Wegstrecke von Südgrönland bis Norwegen. Erhebliche Drängung der Kontur-Linien und starke Jetwinde zeigen die Abb. 41 und 42. Quer zum Strom ist der Gradient des Höhenfeldes enorm groß (etwa 700 bis 800 gpm/10 Breitengrade oder 0,63 bis 0,72 gpm/km, was ca. 60 bis 70 m/s geostrophischer Windgeschwindigkeit entspricht). Einzelne Windpfeile zeigen auch 80 bis 90 m/s.

Im Temperaturfeld der Abb. 41 läßt sich in 9 km Höhe deutlich der breite warme Bereich der noch als troposphärisch anzusprechenden Tropikluft südlich der Subtropenfront von dem Bereich kalter als stratosphärisch einzustufender Polarluft (Polare Nacht) nördlich der Polarfront unterscheiden. Quer durch das breite Band hoher Winde hindurch sind die Temperaturgegensätze gering, was den Ausgleich der Temperatur im Strahlstromniveau des polaren Jets verdeutlicht. An der südlichen Begrenzung des Bandes starker Winde ist der Übergang zu höherer Temperatur ( $> -45^{\circ}\text{C}$ ) erkennbar, und hier ragt die Subtropenfront steil empor (siehe auch spätere Abb. 44). Innerhalb des warmen tropischen Bereichs hat sich, wie das Windfeld zeigt, der drei Termine früher singular vorhanden antizyklonale Kern in zwei antizyklonal umströmte Teilkerne zerlegt, die in 9 km Höhe im Kern warm, in 12 km Höhe dagegen knapp unterhalb der tropischen Tropopause schon recht kalt sind (nahe  $-65^{\circ}\text{C}$ ). Im europäischen Trogbereich stehen sich über der Ostsee nördliche und südliche Winde schierend gegenüber, und hier vereinigen sich die warmen Sektoren der atlantischen und der russischen Störung in 9 km Höhe oberhalb der troposphärischen Kältezone. Das Temperaturfeld zeigt in Abb. 41 dort ebenfalls einen Temperaturausgleich (siehe Kältezunge mit  $-55^{\circ}\text{C}$ ). Dagegen sind die warmen Temperaturen oberhalb des troposphärischen Kältebereichs über Italien und Griechenland bereits stratosphärisch ( $> -50^{\circ}\text{C}$ ).

Überleitend zum Temperaturfeld der Abb. 42 in 12 km Höhe erkennt man quer zum Strom die Umkehr des meridionalen Temperaturgefälles auf der gesamten Wegstrecke von Neufundland bis Norwegen. Über dem

Seegebiet zwischen Island und Grönland sind die Temperaturen oberhalb des troposphärischen Kältevorstoßes bei tiefer polarer Tropopausenlage stratosphärisch besonders warm (siehe auch spätere Abb. 45). Ähnlich sind die Verhältnisse auch über Südeuropa mit Schwerpunkt am Balkan nördlich von Griechenland und zum anderen über der äußersten SW-Ecke der Abb. 42. Dort liegt die polare Tropopause oberhalb troposphärischer Kälteinseln niedrig, und die Temperaturen in 12 km Höhe sind, wie in 9 km Höhe, relativ warm.

### 3.4.5. Die Polar- und Subtropenfront und ihre räumliche Gestalt (Abb. 43 und 44)

Die Abb. 43 zeigt die räumliche Auslegung der Polarfront. Die hauptsächlichsten Eigenheiten sind schon früher breit besprochen und beschrieben worden. Diese Zusammenschau zeigt, wie sich der Warmsektorbereich vom mittleren Atlantik her zunehmend nordostwärts erstreckt und sich mit der raschen Fortbewegung der Haupt- und Wellenzyklone auf England und die Nordsee ostwärts ausweitet. Der Warmfrontabschnitt überdeckt bei mäßiger Neigung Norddeutschland, Dänemark und Südnorwegen sowie Südschweden. Er trifft hier mit der gegengeneigten Warmfrontschale des russischen Tiefdruckgebietes fast zusammen und trennt einen großen Kaltluftdom mit Schwerpunkt über der Adria allmählich von seiner polaren Quellmasse ab. Dieser Kaltluftdom ist allseitig durch die Polarfront begrenzt, wobei die kalte Luft über Spanien seewärts bis weit auf den Atlantik als Kompensation für das Vordringen der Warmluft im Norden in den tieferen Niveaus ausströmt und gleichzeitig niedersinkt. An der Ost- und Südseite dieses Kältebereichs begrenzen ihn steil geneigte Kaltfrontabschnitte der Polarfront.

Der warme atlantische Bereich wird an seiner Nordseite durch einen steil geneigten Polarfrontabschnitt begrenzt, der wellenförmig verläuft und die Grenzfläche gegen die reine polare Kaltluftmasse bildet.

Im Westen nimmt die Neigung der Polarfront wieder ab, und hier gleitet die warme Luft mit nordwestlicher

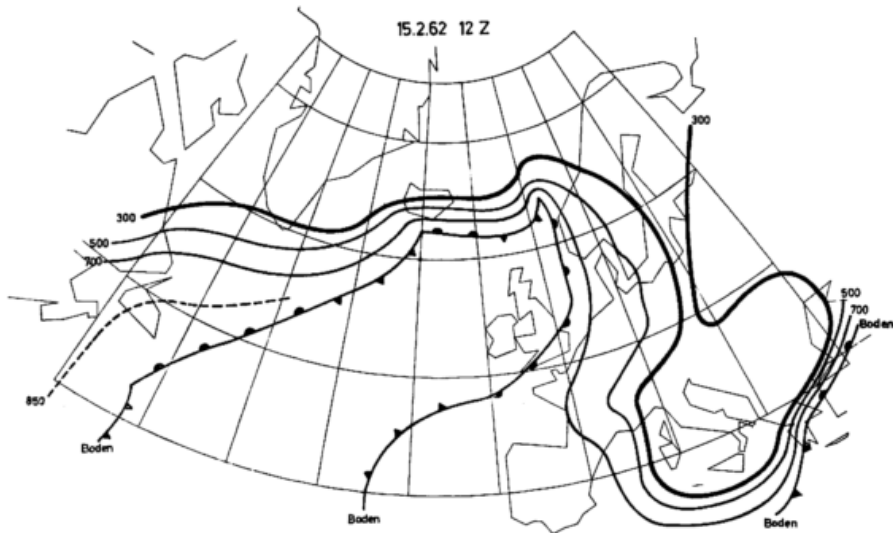


Abb. 43  
Der Verlauf der Polarfront am Boden, in 700, 500 und 300 mb  
für den 15. 2. 62, 12 GMT

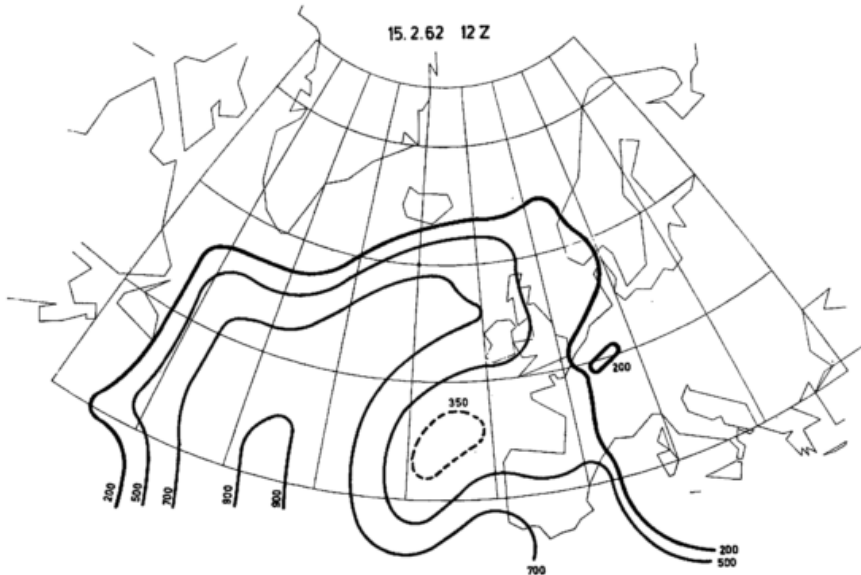


Abb. 44  
Der Verlauf der Subtropenfront in 900, 700, 500 und 200 mb  
für den 15. 2. 62, 12 GMT

Strömungsrichtung über die kalte Polarluft auf im Zusammenhang mit einer dritten Störung südlich von Neufundland.

Die Abb. 44 macht erneut deutlich, daß der warme atlantische Bereich südlich der Polarfront nicht nur von Luftmassen der gemäßigten Breiten erfüllt ist, sondern dort die Subtropenfront einen Übergang zur reinen Tropikluft bildet. Diese gleitet im Westen über die Luft der gemäßigten Breiten auf und hat im Norden einen Zutritt zu den warmen Sektoren beider Störungen zwischen Island und Norwegen. Schließlich schiebt sie sich zwischen England und Norwegen über die gemäßigte und polare Kaltluft.

Südlich von England zeigt auch die Subtropenfront eine rückläufige kompensierende Verformung.

### 3.4.6. Die Tropopause (Abb. 45)

Die Detailanalyse der Tropopausenhöhe mit Angaben der Tropopausentemperatur an den Stationen sowie den genauen Verlauf der Polar- und Subtropenfront als dunkle Bänder, deren südliche Frontgrenze jeweils etwa

mit dem jeweiligen Verlauf des polaren und subtropischen Strahlstroms identisch ist, zeigt die Abb. 45.

Die polare Tropopause (PT) findet sich nördlich des Polarfrontverlaufs, und hier liegt sie besonders tief über dem südlichen Grönland und über den angrenzenden Meeresgebieten im Westen und Osten ( $> 400$  mb). Hier fließt in der gesamten Schicht unterhalb 400 mb frische polare Kaltluft in die Rückseite der isländischen Wellenstörung ein. Auch über dem troposphärischen Kaltluftdom über Italien und dem Balkan liegt die Tropopause (PT) tief (meist  $> 325$ , z. T.  $> 400$  mb).

Im Verlauf der Polarfront erkennt man eine Verschleifung in Verbindung mit dem weitgehend fortgeschrittenen Okklusionsstadium der Hauptzyklone westlich von Mittelnorwegen, während sich die ihr folgende Wellenstörung nur durch eine leichte Welligkeit im oberen Polarfrontverlauf über Island und westlich davon bemerkbar macht. Etwa in 9 km Höhe berühren sich über der Ostsee die oberen Grenzen der Polarfront mit Gegenläufigkeit und vollenden hier den „cut off“-Prozeß des europäischen Tiefdrucktroges.

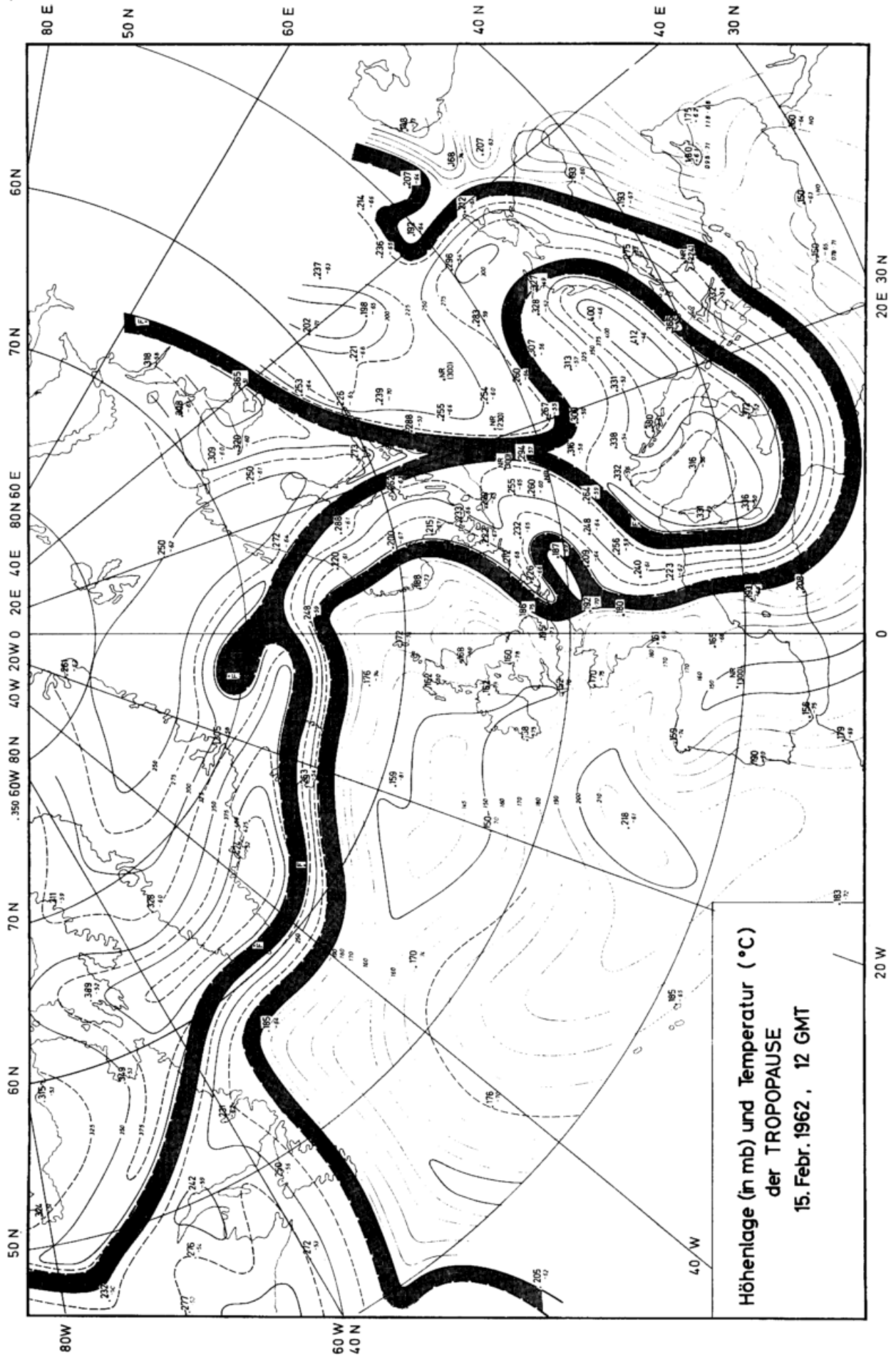


Abb. 45  
Die Höhenlage (in mb) und Temperatur (in °C) der Tropopause für den 15. 2. 62, 12 GMT

Im Westen besteht eine weite Separation von Polar- und Subtropenfront, und über dem großen Zwischengebiet findet sich die Tropopause der gemäßigten Breiten (MT) zwischen etwa 230 bis 280 mb. Jedoch kommen sich die Frontverläufe auf der Wegstrecke von Grönland bis Norwegen wieder sehr nahe, und es verbleibt dort nur ein schmaler Zwischenbereich mit einer mittleren Tropopause zwischen ihnen. Von Norwegen angefangen umgibt ein etwas breiterer Streifen mit mittlerer Tropopausenlage allseitig den Polarfrontverlauf.

Südlich des Verlaufs der Subtropenfront liegt die tropische Tropopause (TT 2) im atlantischen Bereich hoch (190 bis 150 mb) und die Tropopausentemperaturen sind sehr kalt (an einigen Stationen  $-80^{\circ}\text{C}$ ). Über dem östlichen Mittelmeer und Kleinasien bis zum Kaspischen Meer ist ebenfalls die tropische Tropopause (TT 2) feststellbar.

Eine starke Verschleifung im Verlauf der Subtropenfront über Holland kann hinsichtlich ihres Ursprungs auf eine Welle in der Subtropenfront am 15. Februar, 00 GMT bei Südnorwegen (siehe Abb. 34) zurückverfolgt werden.

Über der früher beschriebenen wellenförmigen Verformung der Subtropenfrontfläche nordwestlich von Spanien (Abb. 44) senkt sich auch die tropische Tropo-

zelle ist bis 16 km Höhe, wie man aus dem Bild erkennt, in zwei antizyklonale Wirbel zerlegt. Oberhalb der Achse des Subtropenjets in ca. 200 mb (12 km) ist das Windfeld in 16 km Höhe noch strahlstromartig, und das Temperaturfeld zeigt dort kalte Temperaturen ( $< -65^{\circ}$ , zum Teil  $< 70^{\circ}\text{C}$ ). Über dem SW-Teil des Bildes und mit Ausläufer bis Island sowie über Südeuropa ist die untere Stratosphäre relativ warm ( $> -55^{\circ}\text{C}$  bzw.  $> -50^{\circ}\text{C}$ ) als Kompensation für die dort kalte Troposphäre. Im Norden und Nordosten findet sich erneut eine kalte polare Stratosphärentemperatur ( $< -70^{\circ}\text{C}$ ) als Folge der polaren Nacht. Ein Vergleich mit 200 mb (Abb. 42) zeigt die weitere starke Abnahme der Temperatur um ca. 10 Grad zwischen 12 und 16 km Höhe.

### 3.5. 16. Februar 1962, 00 GMT

#### 3.5.1. Erdboden (Abb. 47)

Die Bodenkarte zeigt die weitere ungewöhnlich große Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellenstörung, die 12 Stunden früher mit Kern südlich von Island angefangen war und die sich seit dem 15. Februar, 12 GMT vom Wellenstadium in eine Idealzyklone entwickelt und gerade eine beginnende Okklusionsphase erreicht hat. Sie hat mit  $92,5\text{ km/h}$  mittlerer Wanderungsgeschwindigkeit (oder  $25,7\text{ m/s}$ ) in diesen vergangenen 12 Stun-

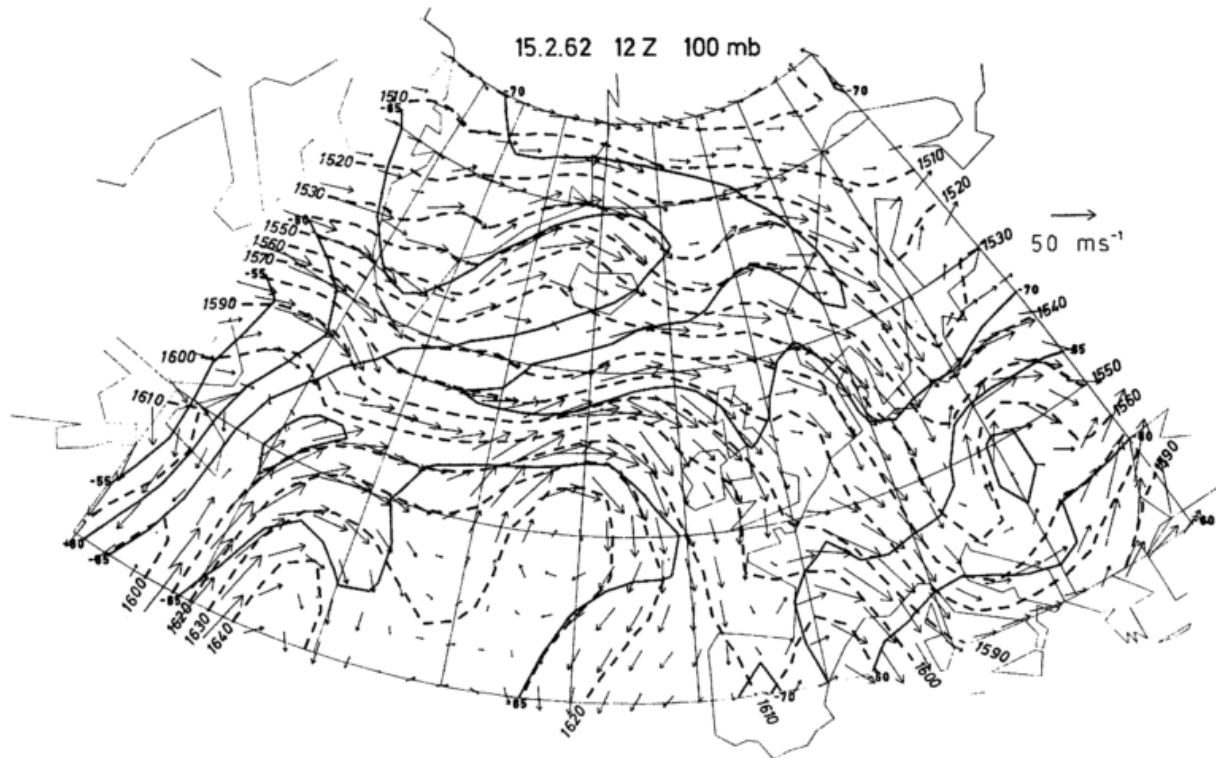


Abb. 46  
100-mb-Fläche für den 15. 2. 62, 12 GMT

pause über der dort seewärts in den troposphärischen Schichten ausfließenden gemäßigten und polaren Luft trichterförmig ab (siehe den Bereich mit einer Tropopausenhöhe  $> 200\text{ mb}$ ; das Wetterschiff K zeigt  $218\text{ mb}$ ).

#### 3.4.7. Das Druckniveau 100 mb (Abb. 46), untere Stratosphäre

In der unteren Stratosphäre (ca. 16 km Höhe) ist die klare Wellenform, die 12 Stunden früher (siehe Abb. 35) noch gegenwärtig war, verlorengegangen, und die Strömung sowie auch das Höhenfeld zeigen einen etwas ungeordneten Charakter, jedoch sind die Windgeschwindigkeiten zum Teil erheblich. Die atlantische Hochdruck-

den eine Wegstrecke von  $1110\text{ km}$  durchheilt und mit bedeutendem Luftdruckfall ( $2,25\text{ mb/h}$ ) ihren Kerndruck auf  $959\text{ mb}$  abgesenkt. Auch hat sie fast die frühere Hauptzyklone eingeholt, die ihren Okklusionsprozess verstärkt hat und deren weitere Ostbewegung durch die norwegische Gebirgsbarriere verzögert wurde. Ihr Kerndruck hat sich auf  $956\text{ mb}$  erniedrigt ( $11\text{ mb pro } 12\text{ Stunden}$  oder  $0,9\text{ mb/h}$ ), und sie bildet jetzt mit der ihr folgenden Störung fast eine Einheit. Sie wird von nun an als „Hamburger Sturmflutzyklone“ bezeichnet. Ein großer zyklonaler Wirbelbereich mit in sich geschlossenen Isobaren umgibt die beiden gerade noch separierbaren Kerne. Die Bodenwarmfront an der Vorderseite hat die schwedische Westküste erreicht und

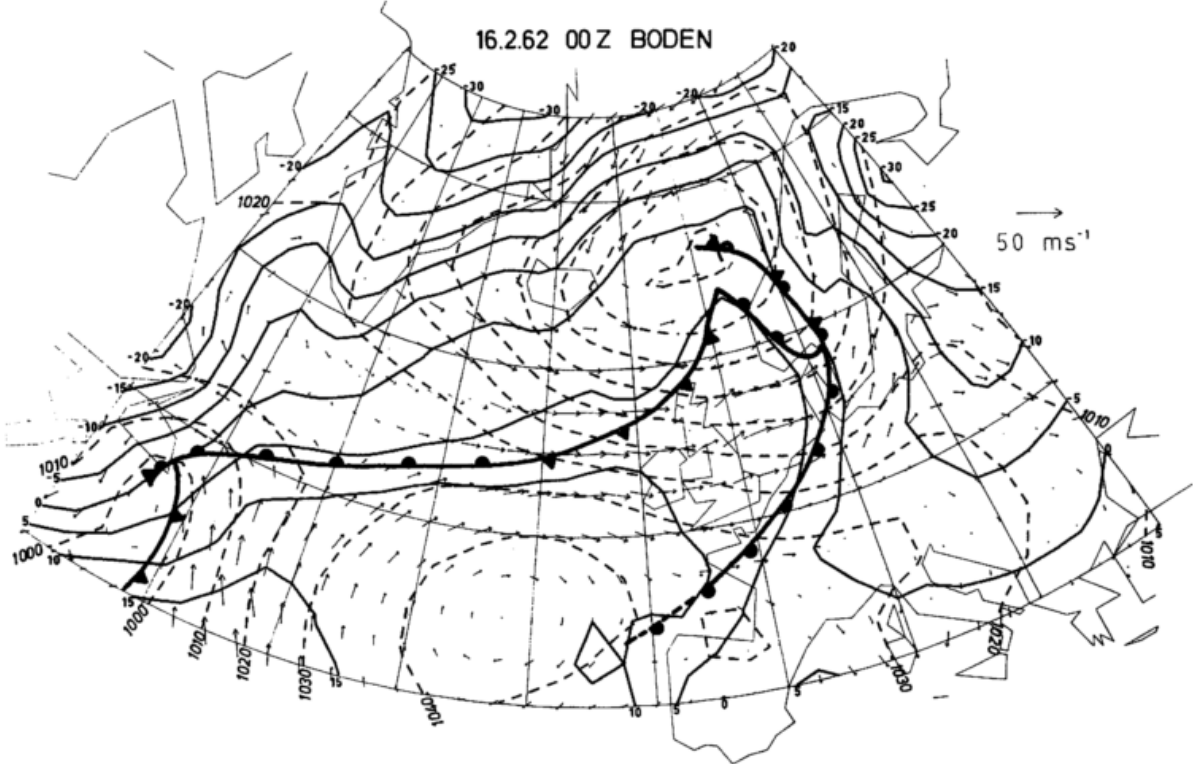


Abb. 47  
Bodenkarte für den 16. 2. 62, 00 GMT

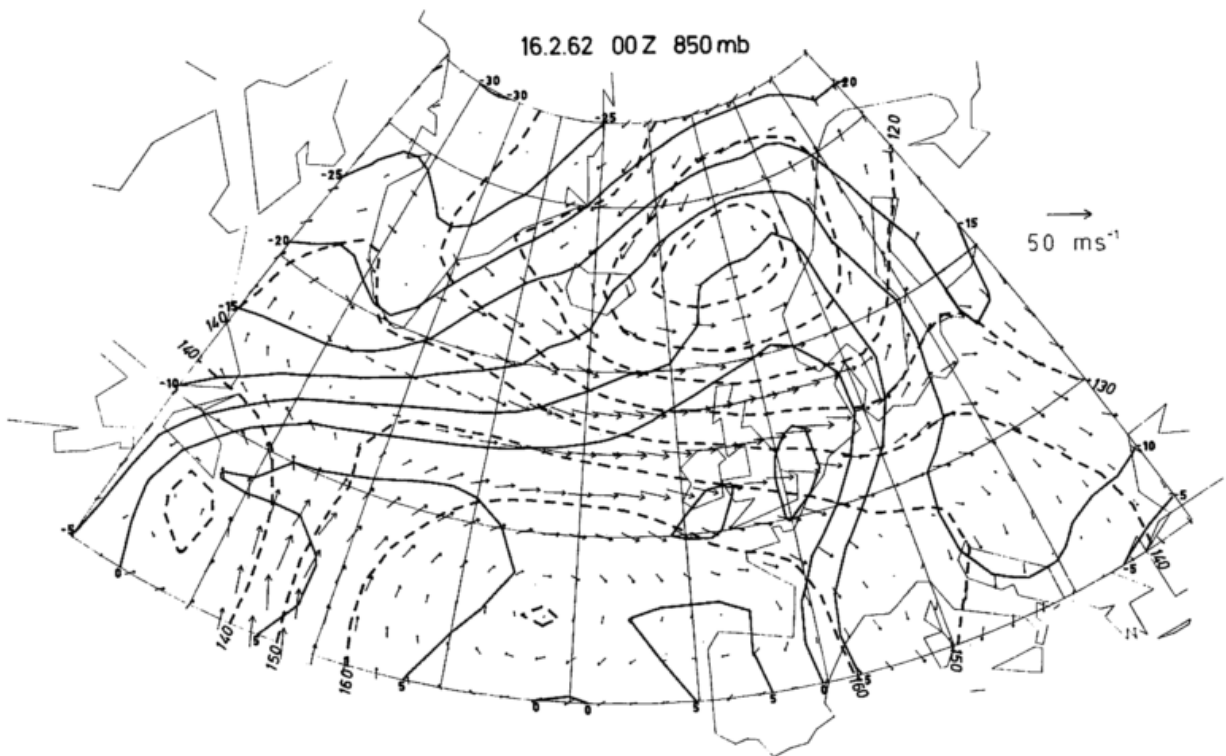


Abb. 48  
850-mb-Fläche für den 16. 2. 62, 00 GMT

nimmt von dort ihren Verlauf etwa entlang der deutschen und französischen Nordküste südwestwärts bis in die Biskaja. In der Rückseite bildet die rasch mit dem Kern ostwärts ziehende Bodenkaltfront den Abschluß des sich verschmälernden Warmsektors gegen die von WNW einbrechende polare Kaltluft. Sie geht in der Mitte des Atlantiks rückläufig in eine Warmfront über, die zum neuen Zyklonenkern südlich von Neufundland überleitet. Diese neue Störung hat sich in den vergangenen 12 Stunden ebenfalls etwas vertieft (Kerndruck = 994 mb), und bei Zugrichtung nach Norden war ihre mittlere Fortpflanzungsgeschwindigkeit ca. 30 km/h.

Innerhalb des warmen Bereichs, der durch den Bodenfrontverlauf der Polarfrontfläche abgegrenzt ist, dringt die warme Luft in breitem geschwindigkeitshohem Strom ageostrophisch in den Warmsektor der Störung im Westen ein und gleitet an deren Warmfront von Süden her auf, zum anderen strömt sie nördlich der großen Antizyklone in einem am Erdboden nicht sehr breiten Streifen ostwärts in den verengten Warmsektor der Hamburger Sturmflutzyklone ein und wird dort gehoben oder gleitet an der Bodenwarmfront auf. Noch ist ganz Europa bis ins Mittelmeer am Boden von Kaltluft überflutet (siehe 0°C-Isotherme über Mittelitalien und Bal-

zyklone über dem europäischen Nordmeer sich als zyklonaler Wirbel auch bis 3 km Höhe aufwärts erstreckt. Die Wirbelachse ist in vertikaler Richtung noch leicht nordwestwärts geneigt, wird aber in zunehmendem Maß quasi-vertikal.

An der Wirbelvorderseite erkennt man im Temperaturfeld den warmen Rücken, während an der Wirbelrückseite die kalte Polarluft südlich von Island zungenförmig südostwärts vordringt. Die Windpfeile zeigen im Gebiet zwischen Dänemark, Norddeutschland und Westfrankreich ein fast senkrechtes Überwehen der Isothermen, und hier steigt die zuströmende Warmluft kräftig im warmfrontartigen Abschnitt der Polarfront empor (Vertikalgeschwindigkeit zwischen 5 und 7 cm/s). Dieses intensive Hebungsgebiet findet über Schweden nach Norden seine Fortsetzung (nur 2 bis 3 cm/s), und es tritt über dem Nordmeer nordöstlich des Kerngebietes nochmals ein kräftiges Aufsteigen mit 4 bis 5 cm/s in Erscheinung, was sicherlich als Hebung über der Okklusion der Hauptzyklone zu deuten ist.

Im Warmsektorbereich (Nordsee bis Irland) ist die Hebung der warmen Luft bis 3 km Höhe schwächer (nur 2 bis 3 cm/s). Man wird später erkennen, daß sich die

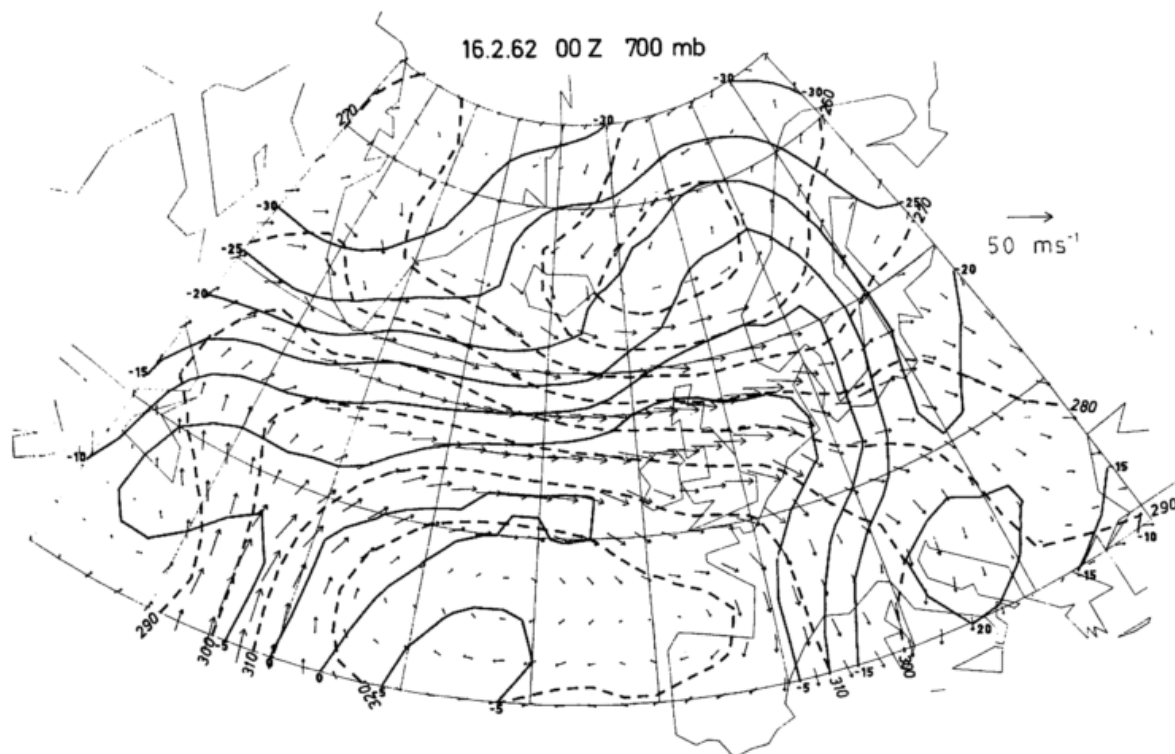


Abb. 49  
700-mb-Fläche für den 16. 2. 62, 00 GMT

kan), jedoch dreht auch innerhalb der kalten Polarluft der Wind an der Vorderseite des großen Tiefdrucksystems über Deutschland, der Ostsee und Südschweden verstärkt auf SW-Richtung und stoppt den kalten Zufluss aus Norden (Kältezentrum mit  $-30^{\circ}\text{C}$  über Finnland).

Im gesamten Polarluftbereich nördlich des Frontalsystems bewegt sich die Polarluft östlich von Grönland in Bodennähe zuerst mit NE- und südlich von Grönland und Island mit NW-Winden stark ageostrophisch in Richtung auf Schottland südostwärts.

### 3.5.2. Die Druckniveaus 850 und 700 mb (Abb. 48 und 49), untere Troposphäre

In der unteren Troposphäre (1500 und 3000 m) erkennt man, daß das große Wirbelzentrum der Sturmflut-

Vertikalgeschwindigkeitsverteilung in der mittleren und oberen Troposphäre verstärken und lagemäßig etwas abwandeln wird (siehe Diskussion 500 mb und höher). Auch im Bereich des Warmsektors der westatlantischen Störung wird die warme Luft kräftig gehoben und gleitet an der langgestreckten, W-E orientierten Warmfront mit erheblicher Vertikalgeschwindigkeit von S nach N auf (3 bis 4 cm/s).

Der Verlauf des Schnitts der Polarfront mit der 850-mb-Fläche ist in Abb. 48 etwa durch die Isothermenandrängung zwischen  $-3$  und  $-7^{\circ}\text{C}$  und mit der 700-mb-Fläche in Abb. 49 durch die Isothermenandrängung zwischen  $-11$  und  $-15^{\circ}\text{C}$  erkennbar.

Unmittelbar westlich des steil geneigten Kaltfrontabschnitts nordwestlich von Schottland sinkt die kalte

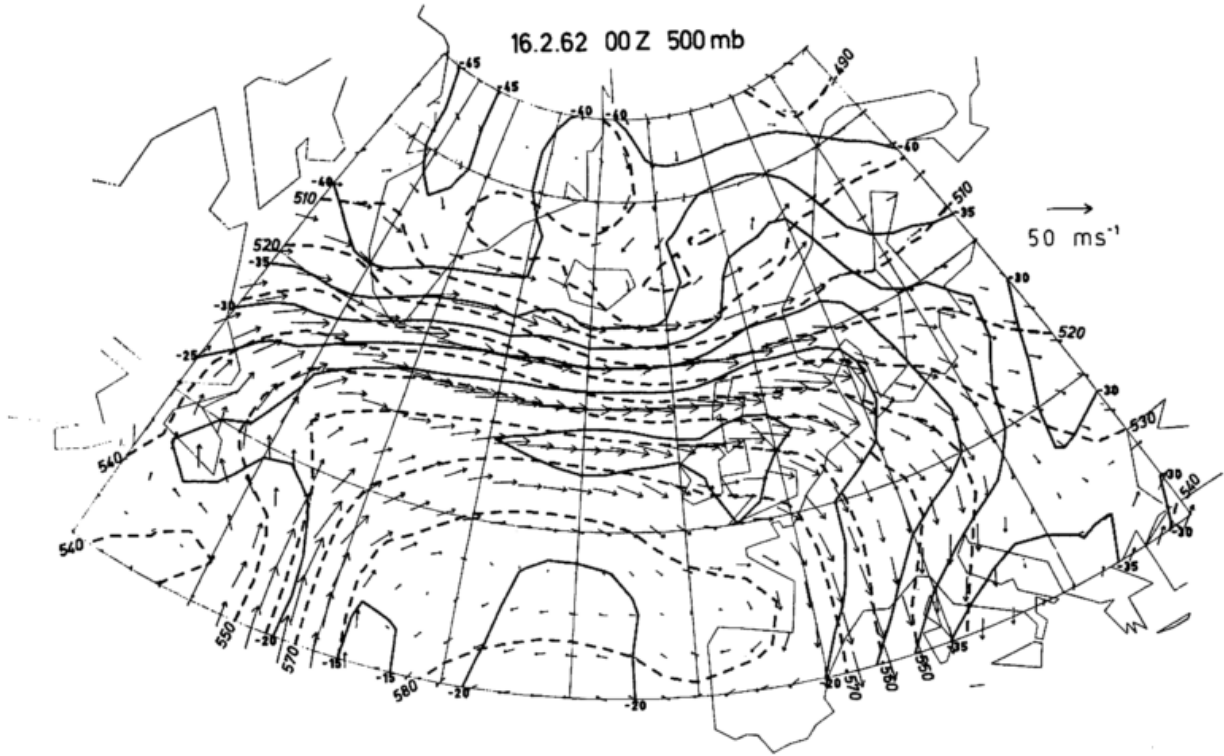


Abb. 50  
500-mb-Fläche für den 16. 2. 62, 00 GMT

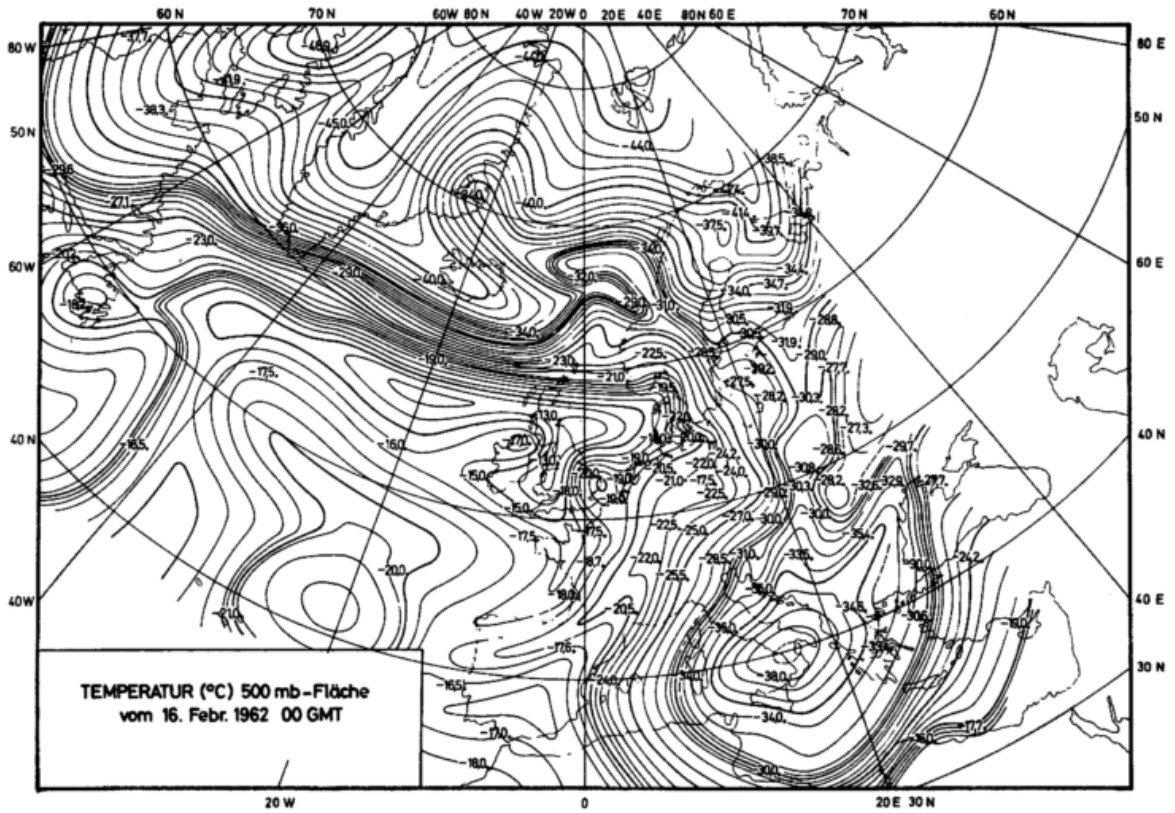


Abb. 51  
Temperatur-Handanalyse der 500-mb-Fläche  
für den 16. 2. 62, 00 GMT

Polarluft, die dort mit frischen Winden aus NW zufließt, stark nieder (6 bis 7 cm/s) und schiebt sich unter die Warmsektorluft ein. Aber auch weiter westwärts stellt man nördlich der Polarfront in einem großen Bereich zwischen Grönland und Island im Norden und etwa dem 55. Breitenkreis im Süden verbreitetes Absinken fest (3 bis 5 cm/s). Wie für die bisher diskutierten Zeittermine wird also stets warme Luft gehoben und kalte Luft gesenkt, was energetisch eine stetig anhaltende Überführung von verfügbarer potentieller Energie in kinetische Energie bedeutet. Offenbar lebt die Sturmflutzyklone von dieser Zufuhr von Bewegungsenergie.

### 3.5.3. Das Druckniveau 500 mb (Abb. 50 und 51), mittlere Troposphäre

Die Abb. 50 zeigt in ca. 5,5 km Höhe einen weit ausgedehnten, fast rechteckig anmutenden warmen Bereich vom westlichen Atlantik bis Westeuropa (50° Länge umfassend). Jeweils über Nordeuropa nach NE und zwischen Neufundland und Grönland nach NW orientiert, finden sich die warmen Wellenrücken im Höhenfeld und Temperaturfeld. Dort führt das Windfeld eine antizyklonische Richtungsänderung um 90° aus.

Nördlich dieses warmen Bereichs ist das Höhen- und Temperaturfeld weitgehend von Kanada bis zur Ostsee rein zonal ausgerichtet, auf einen schmalen Breitenbereich konzentriert und die Luftströmung strahlstromartig intensiv. Besonders wird dieses Band intensivster Isothermendrängung aus der Abb. 51 ersichtlich, aus der man deutlich die doppelte Struktur (Polar- und Subtropenfront) unterscheiden kann. Eine stärkere wellenartige Verwerfung westlich von Norwegen zeigt deutlich die über der Okklusion der ersten Störung gehobene Warmluftshale (von Mittelnorwegen, nördlich von Island bis Ostgrönland) und den Warmsektor der Wellenstörung, die die erste Störung fast eingeholt hat. Ebenso deutlich ist die Kaltluftzunge (-35 bis -40° C) von Grönland über Island hinweg ost-südostwärts markiert. Der Temperaturgegensatz und der meridionale Gegen-

satz im Feld der geopotentiellen Höhe ist südlich und südöstlich von Island enorm groß. Quer durch die dort steilgeneigte Polar- und Subtropenfront hindurch errechnet sich dieser Gegensatz zu 22 Grad auf 5° Breite oder ca. 0,04 Grad/km. Der gesamte meridionale Temperaturgegensatz Äquator-Pol beträgt im langjährigen mittleren Meridianschnitt für den Monat Februar im 500-mb-Niveau vergleichsweise 36 Grad/90° Breite (oder 2 Grad/5° Breite). Somit sind südlich von Island 61% des gesamten meridionalen Gegensatzes auf nur 5° Breite konzentriert, was eine enorme Speicherung an zonal verfügbarer potentieller Energie darstellt. Der Gegensatz im Höhenfeld ist dort nicht minder ausgeprägt (500 gpm/7° Breite oder ca. 0,064 gpm/km).

In der SW- und SE-Ecke der Abb. 50 erkennt man die von der polaren Kältequelle abgeschnittenen Kältebereiche als Reste der ursprünglichen kalten Wellentröge. Man ersieht aus der Abb. 51, daß der eine seinen Schwerpunkt mit -39° C über Süditalien aufweist und der andere von Westen her mit -24° C allmählich, wie schon früher angekündigt, ins Bild rückt. Man beachte auch die scharfe Drängung der Isothermen, welche den Verlauf der Subtropenfront markiert. Nur auf der Wegstrecke von Holland über Westfrankreich bis ins westliche Mittelmeer ist sie wegen geringerer Neigung der Subtropenfront nicht so deutlich ausgebildet.

Speziell soll noch auf das intensive Kältereservoir über Kanada, der Davis-Straße und Grönland verwiesen werden. In beiden Bildern (Abb. 50 und 51) erkennt man, daß im Bereich der noch über Europa am Erdboden und in der unteren Troposphäre vorhandenen polaren Kaltluft (siehe die Kaltluftzungen im Temperaturfeld über Osteuropa und Mittelmeer in Abb. 47, 48 und 49) die Luftströmung nunmehr aus West bis NW erfolgt. Das Ausfließen aus diesem kalten Reservoir über Spanien hinweg seewärts, das schon geraume Zeit anhält und vielfach erwähnt wurde, reicht bis in den mittleren Atlantik hinaus und erfolgt in der gesamten Schicht vom Erdboden bis 500 mb aufwärts und findet auch, wie wir noch sehen werden, in noch höheren Schichten statt.

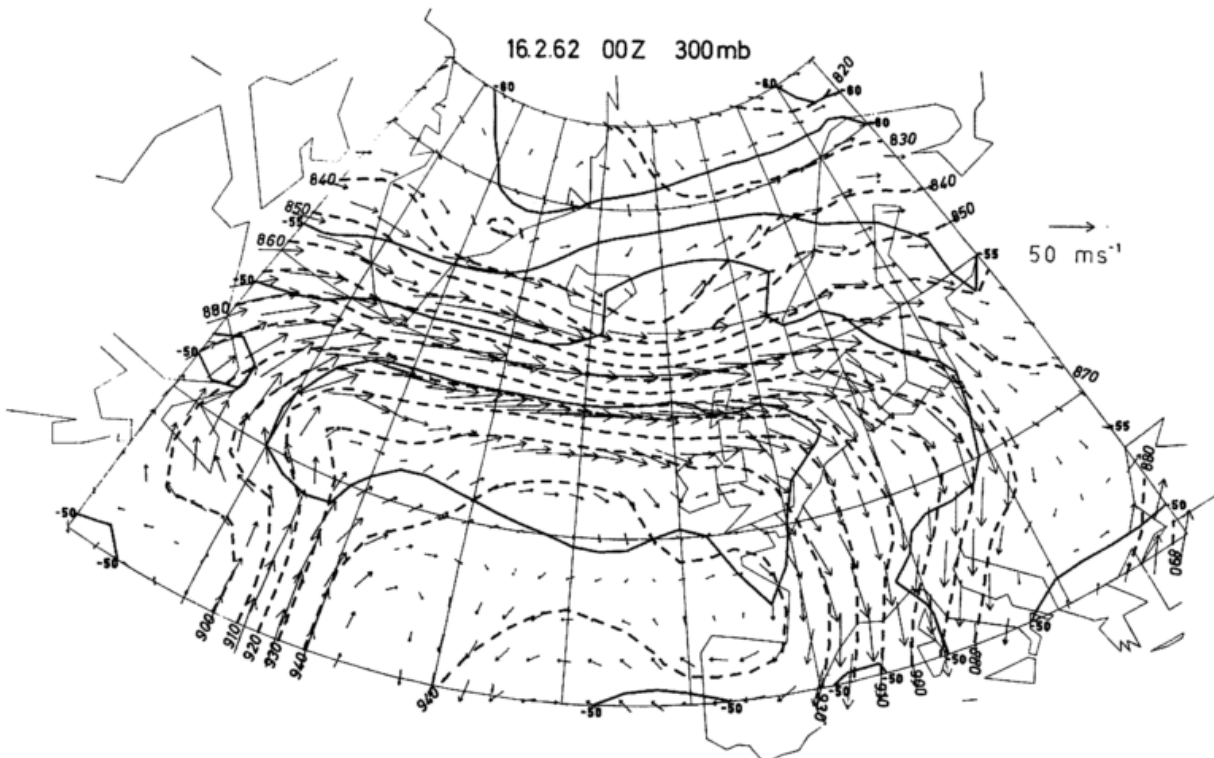


Abb. 52  
300-mb-Fläche für den 16. 2. 62, 00 GMT

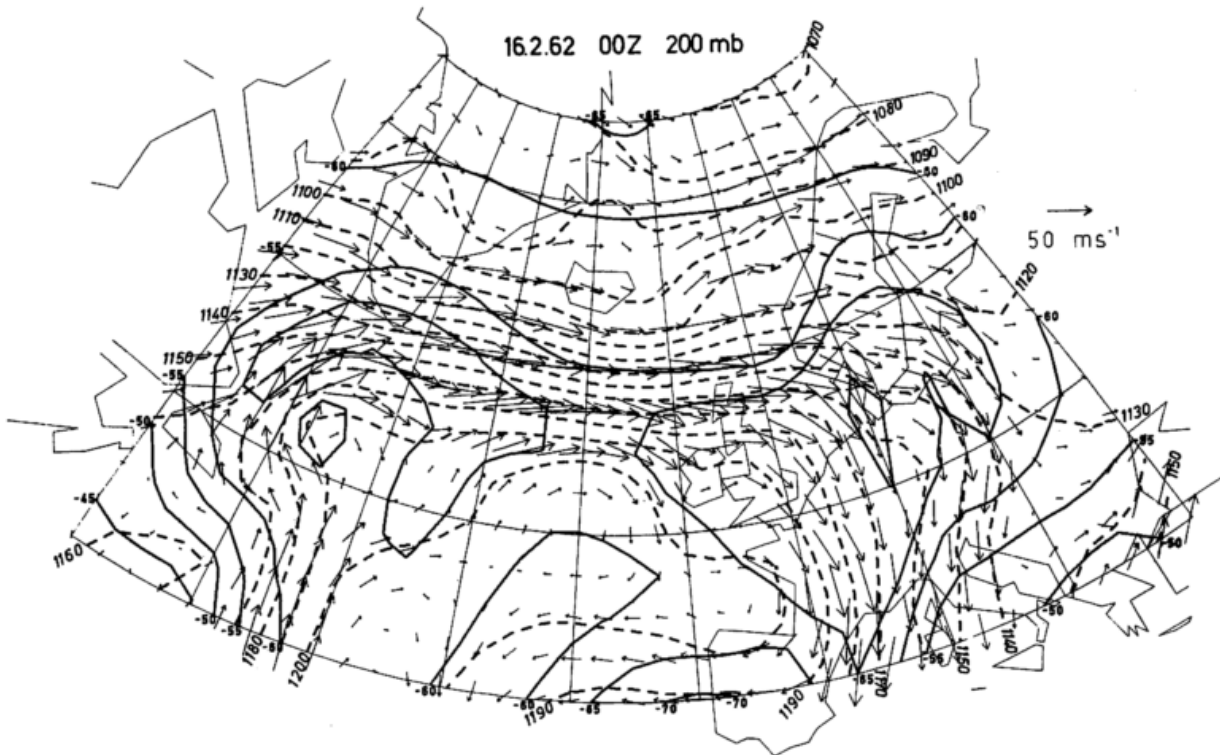


Abb. 53  
200-mb-Fläche für den 16. 2. 62, 00 GMT

**3.5.4. Die Druckniveaus 300 und 200 mb (Abb. 52 und 53), die Niveaus des polaren und subtropischen Strahlstroms**

Die Abb. 52 und 53 verdeutlichen durch die quasi-zonale Auslegung des Feldes der geopotentiellen Höhe und des Windes in ca. 9 bzw. 12 km Höhe die enorm starke Westströmung von Kanada über Südgrönland bis Rußland (Polarer Strahlstrom). Der Subtropenstrahlstrom tritt von Süden her bei etwa 45° W ins Bild ein, umrundet antizyklonisch den warmen Rücken südlich von Grönland und nimmt von dort an fast parallelen und zonalen Verlauf nahe dem Polaren Jet. Schließlich vollführt er über der Nordsee und Deutschland erneut eine kräftige antizyklonische Richtungsänderung und nimmt bei SSW-Kurs seinen Weg über die Westalpen und das westliche Mittelmeer nach Nordafrika. In beiden Niveaus sind die Winde so intensiv, daß man auf der zonal ausgerichteten Wegstrecke ein breites geschwindigkeits-hohes Windband beobachten kann. Dort ist die Luftströmung westlich von Island konfluent und östlich davon stark diffluent.

Die mit noch in sich geschlossenen Höhenlinien bis 500 mb aufwärts feststellbaren Tiefdruckstörungen östlich von Island werden in 9 bzw. 12 km Höhe von westlichen Jetwinden überweht, und nur eine wellenartige Verformung der Isolinien mit Rücken über dem Nordmeer und Trog östlich von Island markiert in diese Höhen den darunter liegenden zyklonalen Wirbel. Was das Temperaturfeld angeht, so zeigt die Abb. 52 einen weiten troposphärischen Warmluftbereich von Neufundland bis England ( $> -45^{\circ}\text{C}$ , Tropikluft) mit einem mäßigen Gefälle der Temperatur nordwärts quer durch den Westwindstrom. Nur ein Gebiet in der Rückseite der Wellenstörung zeigt östlich von Island stratosphärisch zu interpretierende warme Temperatur ( $> -50^{\circ}\text{C}$ ) dort, wo die Tropopause eine tiefe Lage einnimmt (siehe spätere Abb. 56). Auch über Griechenland und in der äußersten SW-Ecke der Abb. 52 sind die Temperaturen oberhalb der kalten troposphärischen Inseln bei tiefliegender

polarer Tropopause relativ warm und stratosphärisch zu deuten ( $> -50^{\circ}\text{C}$ ).

Das Polargebiet zeigt wegen des Polarnacht-Einflusses relativ kalte Stratosphärentemperatur ( $< -60^{\circ}\text{C}$ ), die sich aufwärts zum 12-km-Niveau noch erniedrigt.

In der Abb. 53 weist das Temperaturfeld erhebliche Abwandlung auf. Jetzt ist der Bereich südlich der Subtropenfront kalt, besonders in den antizyklonisch umströmten Rückengebieten südlich Grönland und über Zentraleuropa ( $< -65^{\circ}\text{C}$ ). Hier wird die tropische Luft in der Troposphäre knapp unterhalb der hochliegenden tropischen Tropopause (TT 2) schon sehr kalt. Dagegen sind die Temperaturen nördlich des starken Westwindes in einem zonal verlaufenden Breitenbereich stratosphärisch wärmer ( $> -60^{\circ}\text{C}$ ) und erniedrigen sich nordwärts, wie schon vorstehend erwähnt wurde. Man beobachtet also quer zum Strom die Umkehr des meridionalen Temperaturgefälles zwischen 9 und 12 km Höhe.

Westlich von Spanien fließt die Luft ebenso wie in der Troposphäre seewärts, und zwar mit frischen Ostwinden.

Im antizyklonischen Bereich erkennt man im Windfeld eine Aufgliederung desselben in drei antizyklonale Wirbelgebiete.

**3.5.5. Die Polar- und Subtropenfront und ihre räumliche Gestalt (Abb. 54 und 55)**

Die Polarfront (Abb. 54) zeigt im Westen die warme Schale des westatlantischen Tiefs, und sie besitzt hier mäßige Neigung, nur von 500 mb an aufwärts wird sie steil. Besonders steil geneigt ist sie im Kaltfrontabschnitt südöstlich von Island, und sie zeigt eine doppelte Verwerfung im Zusammenhang mit den beiden Störungen über Nordmeer und Skandinavien.

Östlich der Bodenwarmfront besitzt die Polarfront nur geringe Neigung, und über Osteuropa vereinigt sie sich mit einem im gegenläufigen Sinn ansteigenden Polar-

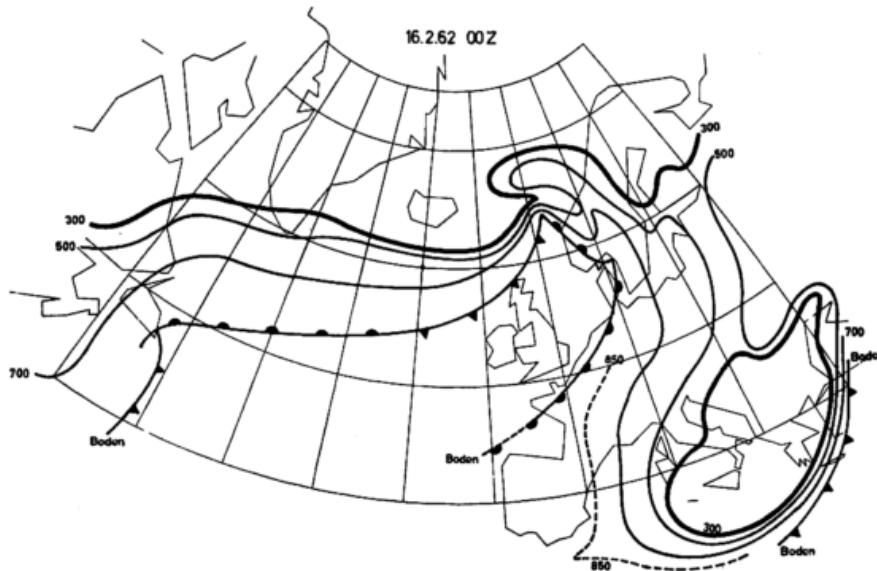


Abb. 54  
Der Verlauf der Polarfront am Boden, in 700, 500 und 300 mb  
für den 16. 2. 62, 00 GMT

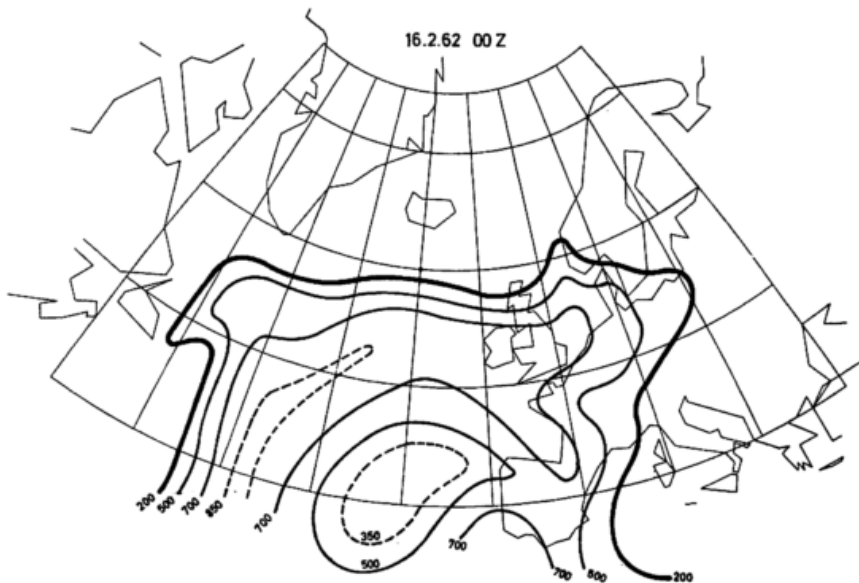


Abb. 55  
Der Verlauf der Subtropenfront in 700, 500 und 200 mb  
für den 16. 2. 62, 00 GMT

frontabschnitt (warme Schale der russischen Störung). Dadurch ist ein großer kalter Bereich über Südosteuropa in der Höhe abgetrennt, der von der Polarfrontfläche als begrenzende Trennfläche umlaufen wird. Extrem steil ist sie an der Südostseite desselben geneigt.

Was die Subtropenfront angeht (Abb. 55), so zeigt sich über dem mittleren Atlantik nur mehr ein schmaler Eingang für die reine Tropikluft aus Süd, und selbst die tiefste Lage dieser Front ist jetzt 1500 m über Grund (850-mb-Fläche), so daß die dort zufließende Warmluft mehr und mehr bodenfern und auf immer engerem Raum in der Höhe nach Norden strömen kann. Der Grund für diese Einengung ist das ständig anhaltende Ausströmen kälterer Luftmassen von Spanien her seewärts. Dort ragt die Subtropenfront westlich von Spanien kegelförmig empor und umgibt einen Kaltluftdom. Im zentraleuropäischen Bereich greift die tropische Luft weit ostwärts aus, und die Subtropenfront überdeckt dort flach geneigt den warmen Sektor der Sturmflutzyklone sowie die polare Vorderseitenkaltluft. Auch oberhalb von 400 mb wird die Tropikluft dort mit beträchtlicher Vertikalbewegung von 14 bis 15 cm/s über der Nordsee angehoben.

### 3.5.6. Die Tropopause (Abb. 56)

Informationen über die Tropopausen-Höhenlage und den Verlauf der Frontgrenzen der obersten Teile der Polar- und Subtropenfront sowie über die Tropopausentemperatur an den Stationen liefert wieder die Abb. 56 für den 16. Februar, 00 GMT. Oberhalb des Tropikluftbereiches über dem Atlantik und Westeuropa sowie in einem Streifen südöstlich des Subtropenfrontverlaufs am Ostrand des Bildes findet sich die kalte tropische Tropopause (TT 2) in Höhen zwischen 190 und 145 mb. Besonders hoch liegt sie breitenkreisparallel von 42° W bis zur Nordsee (meist < 150 mb), und dort ist ihre Temperatur sehr niedrig (-75 bis -80° C). Südlich davon, oberhalb von in den unteren Schichten seewärts ausgeflossener kälterer Luft, geht sie bei Temperaturen um -60° C unter 200 mb herab.

In einem weiten Bereich über dem östlichen Europa und rund um den kalten troposphärischen Dom im Mittelmeer herum findet sich die Tropopause der gemäßigten Breiten zwischen 290 und 210 mb (MT), ähnlich wie über dem ostkanadischen Gebiet südlich der Polarfront. Dort kommt bei 40° N und ca. 39° W eine Zelle mit

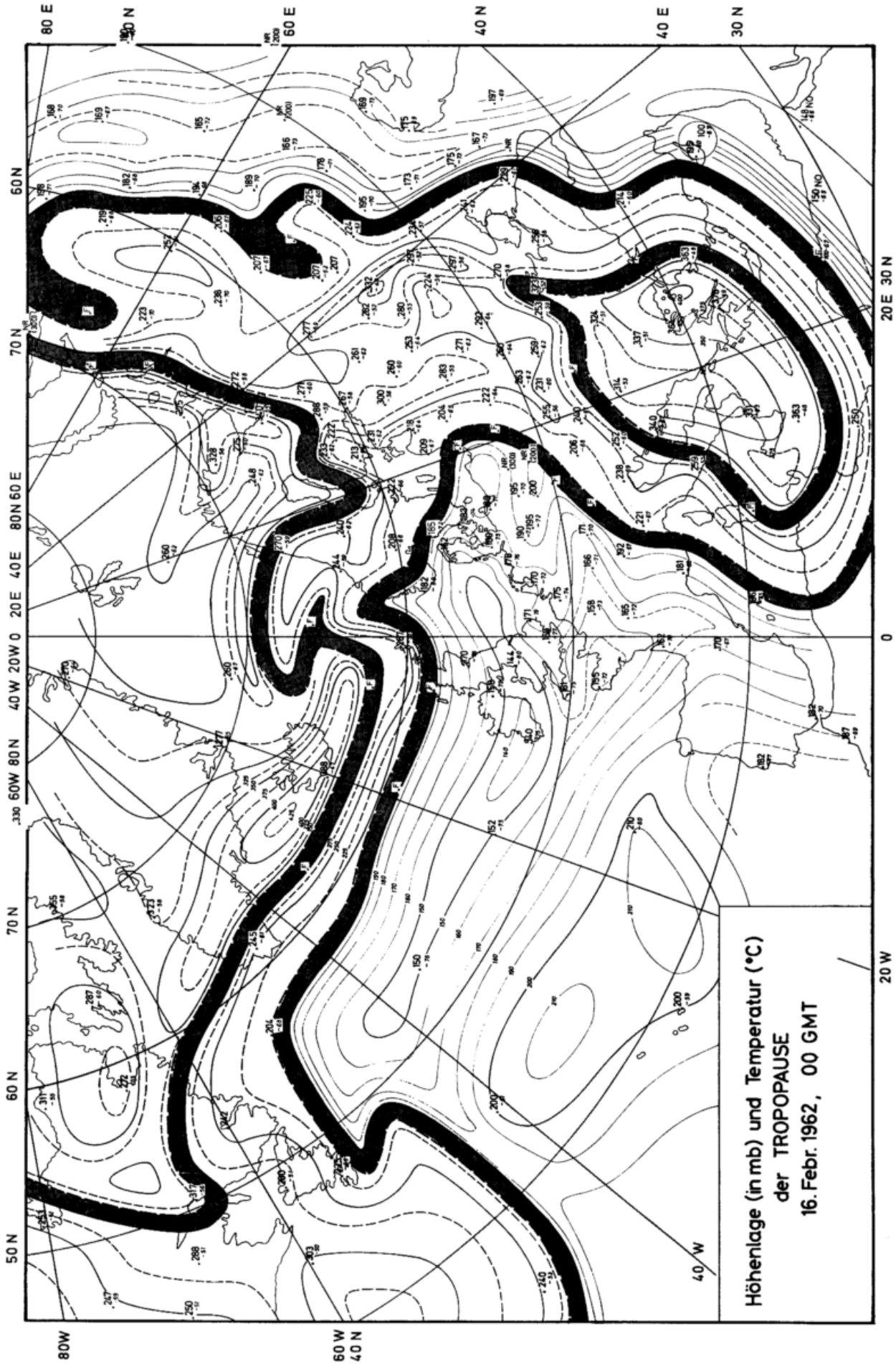


Abb. 56  
Die Höhenlage (in mb) und Temperatur (in °C) der Tropopause für den 16. 2. 62, 00 GMT

niedrigerer Tropopause ins Bild (oberhalb von polarer Kaltluft als Rest des früheren Kaltlufttroges). Nur auf der Wegstrecke von Neufundland bis Mittelnorwegen ist die mittlere Tropopause auffindbar eingengt zwischen die dort breitenparallel und Seite an Seite verlaufenden Frontenzüge.

Die Verformungen der Frontverläufe westlich von Norwegen sind den beiden troposphärischen Tiefdruckwirbeln zuzuschreiben, wobei nur mehr über dem Warmsektor der zweiten Störung hart westlich von Südnorwegen Tropikluft mit hoher Tropopause (TT 2) auftritt. Hier, und das soll klar herausgestellt werden, vermögen der Wind oder die Strahlströme nicht dem komplizierten Verlauf der Fronten zu folgen, sondern wehen mit leichter Welligkeit und verminderter Geschwindigkeit über dieses Gebiet mit Richtungen um West hinweg (siehe Abb. 52 und 53). Die thermische Windgleichung läßt dies verständlich erscheinen, da hier in der Vertikalen über den unteren Wirbeln obere Warmluftsektoren gelagert

### 3.5.7. Das Druckniveau 100 mb (Abb. 57), untere Stratosphäre

In der unteren Stratosphäre (ca. 16 km Höhe) ist die westliche Luftströmung, wie an den Vorterminen, weiterhin recht intensiv, und die Geopotentialunterschiede sind in meridionaler Richtung erheblich. Über dem Westteil des Bildes sind die Stratosphärentemperaturen warm, speziell in der SW-Ecke der Abb. 56 ( $> -55^{\circ}\text{C}$ ). Ähnlich warme Temperatur findet sich über Italien und Griechenland im Südosten des Bildes ( $> -60^{\circ}\text{C}$ ). Auch stellt man oberhalb der troposphärischen Kaltluftzufuhr auf der Wegstrecke von Südgrönland bis Norwegen relativ warme Stratosphärentemperaturen fest ( $> -65$ , südlich Islands sogar  $> -60^{\circ}\text{C}$ ).

Besonders kalt ( $< -65^{\circ}\text{C}$ ) ist die untere Stratosphäre in einem Band südlich der Achse des Subtropenjets in 200 mb (siehe Abb. 55), wo in einzelnen Kernbereichen östlich von Neufundland, westlich von Irland und von

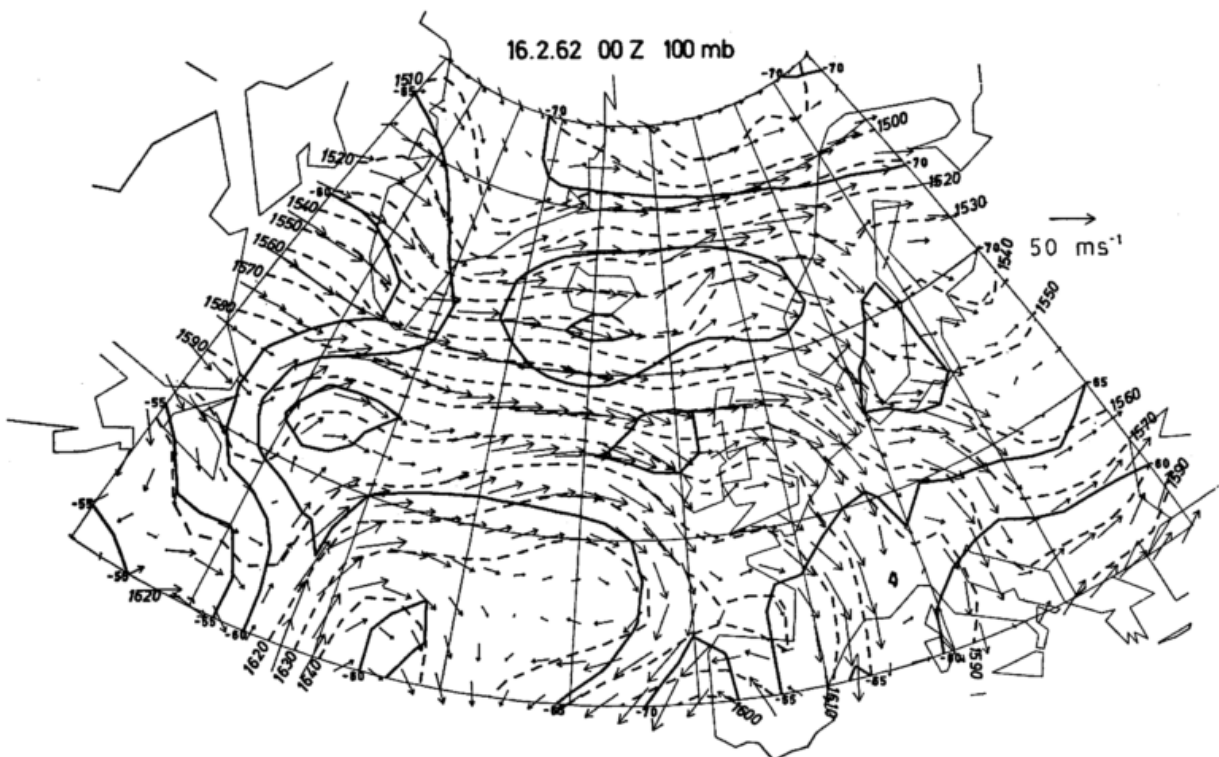


Abb. 57  
100-mb-Fläche für den 16. 2. 62, 00 GMT

sind, was dann nach dieser Beziehung einer ständigen Zunahme des Windes bis ins Strahlstromniveau entgegensteht.

Im eingengten polaren Bereich nördlich des Verlaufs der Polarfront sinkt die dort feststellbare polare Tropopause (PT) wieder knapp nördlich der Front aus dynamischen Gründen auf tiefliegendes Niveau ab (unter 350 mb, westlich von Island sogar unter 400 mb), während sie über dem Bereich mit polarer Nacht höher liegt. Dort nimmt die Temperatur, wie schon früher oft betont, von der Tropopause an aufwärts in die polare Stratosphäre weiter ab, und die Tropopause äußert sich nur durch einen Knick im vertikalen Temperaturgradienten.

Auch über Süditalien, Griechenland und Balkan liegt die polare Tropopause tief mit relativ warmen Tropopausentemperaturen, oberhalb sehr kalter Polarluft in der Troposphäre. Ähnliches, jedoch nicht so ausgeprägt, ist südlich von Neufundland der Fall.

Spanien die Temperatur der unteren Stratosphäre auf kälter als  $-70^{\circ}\text{C}$  herabgeht.

Die polaren Breiten zeigen ebenfalls bei polarer Nacht tiefe Temperatur von  $-70^{\circ}\text{C}$  in 16 km Höhe, also 5 bis 10 Grad kälter als in 12 km Höhe.

Abschließend soll an dieser Stelle hervorgehoben werden, daß die Besprechung dieses Zeittermins (16. Februar, 00 GMT) ein Maximum an troposphärischer Baroklinität der Atmosphäre auf der gesamten Wegstrecke zwischen Grönland und Norwegen aufzeigt, und die potentielle Energie, die für eine Umsetzung in kinetische Energie verfügbar ist, sich erneut kräftig steigert und am 16. Februar, 12 GMT, ein Maximum erreicht. Ein kritischer Zustand der Atmosphäre ist erreicht, der sich nun instabil in einem gewaltigen Kälteausbruch bei gleichzeitiger rascher Südwärtsverlagerung der Polarfront über die Nordsee hinweg entladen wird, bis am Abend des 16. Februar und in der Nacht zum 17. Februar die Hamburger Sturmflutkatastrophe stattfindet.

### 3.6. 16. Februar 1962, 12 GMT

#### 3.6.1. Erdboden (Abb. 58)

Die Bodenkarte für den 16. Februar, 12 GMT (Abb. 58), zeigt eine drastische Veränderung in vieler Hinsicht im Vergleich mit jener 12 Stunden früher (siehe Abb. 47). Der Zusammenschluß von Haupt- und nachfolgender Wellenstörung, der bereits am 16. Februar, 00 GMT, fast vollzogen war, macht eine weitere Unterscheidung dieser Störungen am Erdboden unmöglich. Man erkennt jetzt nur einen im Kern weiter vertieften Sturmwirbel über Mittelskandinavien bei  $61^{\circ}$  N,  $12^{\circ}$  E (Kerndruck 950 mb, mittlerer Druckfall in den vergangenen 12 Stunden = 9 mb pro 12 Stunden oder 0,75 mb/h). Das zyklonale Wirbelgebiet mit in sich geschlossenen Isobaren hat sich auf eine enorm große Fläche erweitert. Der Kern verlagerte sich in ESE-Richtung in 12 Stunden um 705 km oder mit einer mittleren Fortpflanzungsgeschwindigkeit von 58,8 km/h bzw. 16,4 m/s. Diese erscheint erneut verlangsamt, jedoch ist sie immer noch als eine relativ sehr große Verlagerungsgeschwindigkeit zu bezeichnen.

Inspiziert man nun die Veränderlichkeit im Verlauf der Boden-Polarfront, so fällt sofort die rasche Fortbewegung der Kaltfront von Schottland über die Nordsee hinweg bis in den norddeutschen Raum hinein mit Zugrichtung nach SE ins Auge. Dieses rapide Vordringen ( $> 100$  km/h) der polaren Kaltluft nach SE führt zu einer Einengung des Zyklonenwarmsektors, der 12 Stunden früher noch relativ breit war. Nunmehr verbleibt die wärmere Luft nur noch in einem schmalen, 200 bis 300 km breiten Sektor am Erdboden, der quer durch Zentraleuropa von NE nach SW orientiert ist.

An der Vorderseite ist die Warmfront bis  $20^{\circ}$  E vorangekommen, hängt aber in ihrem südlichen Abschnitt wegen der Zugbehinderung durch das Alpenmassiv nach SW zurück, während die Warmluft südlich der Alpen bis in den Genua-Golf sowie bis Korsika/Sardinien rascher ostwärts vorankommt.

Über dem Westteil des Kartenbildes der Abb. 58 erkennt man die neue westatlantische Störung mit Kern

südwestlich von Neufundland (Kerndruck = 987 mb). Bei näherungsweise nördlicher Zugrichtung mit relativ größerer Verlagerungsgeschwindigkeit von ca. 57,5 km/h hat sich der Kerndruck in den vergangenen 12 Stunden um 7 mb vertieft. Mit kräftigem, ageostrophisch ablaufendem Zustrom aus dem mittleren Südatlantik heraus dringt die warme Luft hier in den offenen Warmsektor dieser Störung ein und gleitet an der Warmfront auf und fließt nördlich der nach Spanien hin sich ausweitenden Hochdruckzelle südsüdostwärts ins westliche Mittelmeer. Sie gelangt jedoch am Erdboden in nur noch geringem Maß in den stark verengten Warmsektor der Hamburger Sturmflutzyklone.

An der polaren Seite des Verlaufs der Boden-Polarfront dringt die polare Kaltluft in breitem horizontal divergierendem Strom östlich von Grönland über Island und die Nordsee hinweg in Nord- und Zentraleuropa ein. Die frischen Winde zeigen in dem kalten Zustrom erhebliche Ageostrophie. Besonders soll noch auf eine scharf markierte Änderung der Windrichtung innerhalb dieser Rückseitenströmung aufmerksam gemacht werden. Während der Wind über der Nordsee noch stark reibungsbeeinflusst aus W weht, dreht die Windrichtung etwa am Nordausgang der Nordsee fast un stetig auf NW. Dies kann als eine umgebogene Okklusion oder Boenlinie aufgefaßt werden, die bei weiterer Fortbewegung nach SE am Abend des 16. Februar bei ihrem Durchzug die Hauptsturmphase in der Deutschen Bucht und im Hamburger Raum einleitet.

Die kalte Luft wird über dem Nordmeer sowie über der Nordsee vom Meer her aufgeheizt (siehe die nach Norden erfolgenden Ausbuchtungen der Isothermen). Eine weitere starke Beeinflussung des Temperaturfeldes erkennt man über Grönland und der Davisstraße.

Westlich des westatlantischen Tiefdruckgebietes dringt die Polarluft mit nördlichen Winden wieder weit südwärts vor und wird von der Kaltfront dieser Störung gegen den warmen Südstrom abgegrenzt.

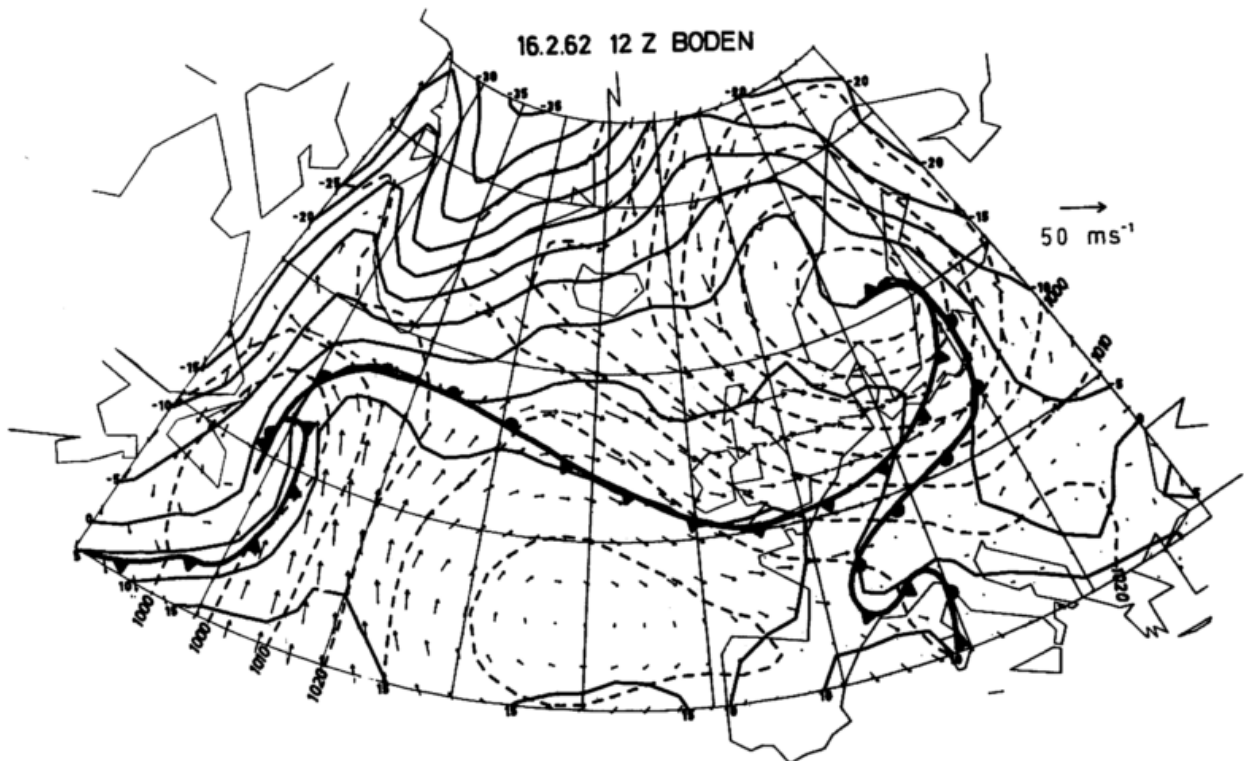


Abb. 58  
Bodenkarte für den 16. 2. 62, 12 GMT

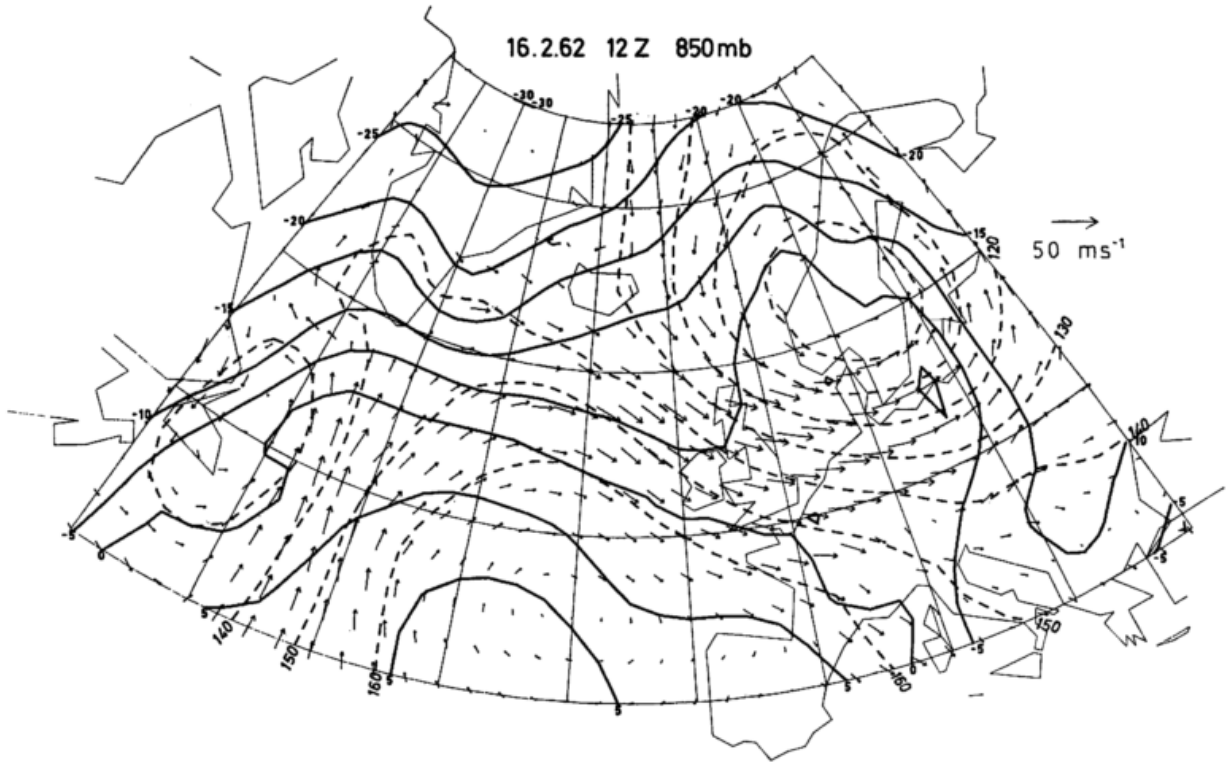


Abb. 59  
850-mb-Fläche für den 16. 2. 62, 12 GMT

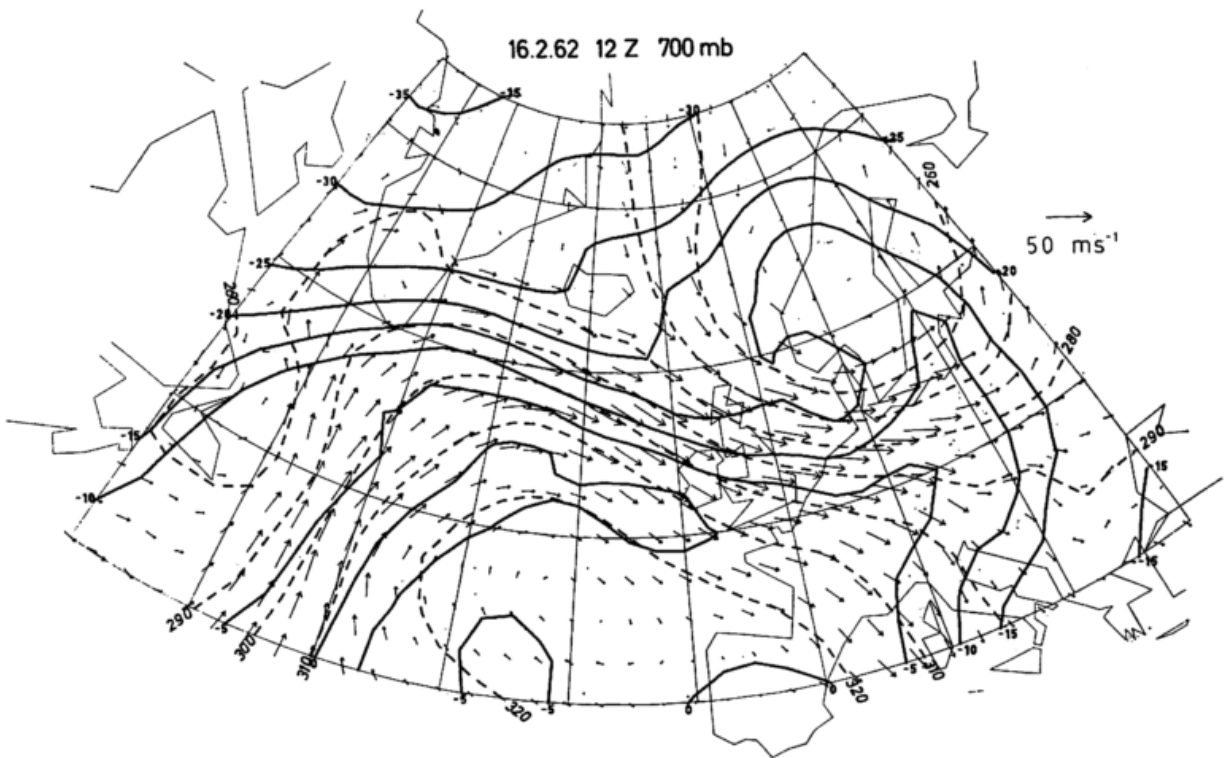


Abb. 60  
700-mb-Fläche für den 16. 2. 62, 12 GMT

**3.6.2. Die Druckniveaus 850 und 700 mb (Abb. 59 und 60), untere Troposphäre**

In der unteren Troposphäre ist der große Sturmwirbel mit Zentrum über dem mittleren Skandinavien im Höhenfeld durch in sich geschlossene Höhenlinien in 1,5 km Höhe deutlich markiert, während sich in 3 km Höhe die in sich geschlossenen Konturlinien allmählich verlieren und nur das Windfeld den Wirbel markiert. Die zentrale Wirbelachse ist in vertikaler Richtung bis 3 km aufwärts fast senkrecht orientiert, was vermuten läßt, daß eine weitere Vertiefung nicht mehr erfolgen wird.

Den warmen und kalten Luftmassenbereich südlich und nördlich des Verlaufs der Polarfront in diesen Druckflächen kann man aus dem Temperaturfeld in klarer Weise ersehen.

Östlich der Bodenwarmfront gleitet die Warmluft mit einer vertikalen Zusatzkomponente von 3 bis 4 cm/s über einem sich von Finnland bis zum Balkan erstreckenden Gebiet auf, während die Kaltluft in der unmittelbaren Rückseite der Polarfront über Südschweden und der westlichen Ostsee mit 3 bis 4 cm/s Vertikalgeschwindigkeit bei Zustrom aus WNW niedersinkt.

Gleichfalls sinkt die Kaltluft im ausgedehnten Gesamtbereich von Schottland einerseits bis Südgrönland oder andererseits bis Spitzbergen in der Schicht vom Boden bis 3 km Höhe ab (2 bis 3 cm/s). Nur in einem vom Nordmeer über Südnorwegen und die Nordsee hinweg bis Holland reichenden Zwischengebiet errechnet sich eine aufsteigende vertikale Zusatzkomponente zum allgemeinen kalten horizontalen Strom aus WNW. Dieses Aufsteigen ist aus den Bildern nicht gut verständlich, da auch hier wie in den benachbarten Bereichen die Luftströmung die Isothermen von kalten nach den warmen Regionen hin überweht und daher Absinken erfolgen müßte. Eine genaue Prüfung ergibt jedoch für diesen Bereich, daß hier, ausgelöst durch den zeitlich enorm rasch erfolgenden Vorstoß der kalten Polarluft, in der Rückseite der Sturmflutzyklone das Glied  $\frac{\partial T}{\partial t}$ , also die lokalzeitliche Änderung der Temperatur, neben der horizontalen Temperaturadvektion das Vorzeichen der Vertikalgeschwindigkeit maßgeblich mitbestimmt, was sonst kaum der Fall ist. Nach der zur Berechnung der generalisierten Vertikalgeschwindigkeit verwendeten Gleichung [14] aus Abschnitt 4.3.

$$\omega = - \frac{\left( \frac{\partial T}{\partial t} + v \cdot \nabla T \right)}{\left( \frac{\partial T}{\partial p} - \frac{R}{c_p} \cdot \frac{T}{p} \right)}$$

hängt, wegen  $\left( \frac{\partial T}{\partial p} - \frac{R}{c_p} \cdot \frac{T}{p} \right) < 0$  für stabile Luftschichtung, das Vorzeichen von  $\omega$  nur vom Vorzeichen der beiden Terme  $\frac{\partial T}{\partial t}$  und  $v \cdot \nabla T$  ab.  $\frac{\partial T}{\partial t}$  wird aber bei rasch erfolgendem Kältevorstoß stark negativ (z. B. in der Nordsee errechnet sich dieser negative Beitrag in 850 mb zu -7,9, in 700 mb sogar zu -13 Grad/12 Stunden). Daher ergibt sich ein negatives  $\omega$  (also Aufsteigen) und wegen der Größe dieses Gliedes eine Überkompensation von  $v \cdot \nabla T > 0$  (horizontale Temperaturadvektion). Dies geschieht aber nur bei zeitlich rapide erfolgender Abkühlung, wie im vorliegenden Fall. Im Temperaturfeld markiert sich dieser Kältevorstoß in der 700-mb-Fläche durch eine Kältezunge über der nördlichen Nordsee deutlich. Weniger ausgeprägt zeigt er sich in 850 mb, wo die erwärmende Wirkung der Nordsee bis 1,5 km Höhe aufwärts die Ausbildung der Kältezunge nach SE hin noch etwas maskiert.

Nochmals soll, wie für das Bodenniveau, auf die Existenz einer scharfen fast unstetigen Richtungsände-

rung im Windfeld am Nordeingang der Nordsee von WNW auf NNW verwiesen werden, die sich also auch in der unteren Troposphäre in beiden Bildern deutlich erkennen läßt.

Inspiziert man nun die westatlantische Zyklone auf ihre Struktur aufwärts bis 3 km Höhe hin, so ersieht man aus den Abb. 59 und 60, daß auch diese Störung bis 3 km aufwärts in sich geschlossene Isolinien aufweist, sich also als zyklonaler Wirbel durch die untere Troposphäre hindurch aufwärts erstreckt, und zwar mit einer fast vertikalen zentralen Wirbelachse. Eine weitere Vertiefung ist daher wenig wahrscheinlich, was sich später auch bestätigen wird. Auch in der unteren Troposphäre strömt wie am Boden die Warmluft im westlichen bis mittleren Südatlantik mit lebhaften südlichen Winden und starker gleichzeitiger Hebung (4 bis 5 cm/s) nordwärts und gleitet dort einerseits im ausgedehnten Warmfrontabschnitt der Polarfront über die polare Kaltluft auf oder strömt nach antizyklonischer Richtungsänderung als westnordwestlicher warmer Luftstrom bis ins westliche Mittelmeer (siehe dazu auch das Band warmer Temperatur westlich und nördlich des Hochdruckkerns in Abb. 60). Auch strömt in einer flachen Grundsicht die kalte Polarluft von Amerika her mit mäßig intensiven westlichen Winden südlich des Tiefdruckkerns seewärts. Sie ist gegen die warme Südströmung durch den Kaltfrontabschnitt der Polarfront begrenzt.

Der zu den Vorterminen immer wieder erwähnte Ausfluß kalter Luft über Spanien seewärts zeigt sich durch einen relativ kalten Bereich in beiden Bildern über dem mittleren Atlantik am Südrand des Kartenausschnitts ( $< +5^\circ\text{C}$  in der 850-mb- und  $< -5^\circ\text{C}$  in der 700-mb-Fläche).

**3.6.3. Das Druckniveau 500 mb (Abb. 61 und 62), mittlere Troposphäre**

Den Abb. 61 und 62 entnimmt man, daß das Feld der geopotentiellen Höhe der 500-mb-Fläche über der Sturmflutzyklone kein Wirbelzentrum aufweist, sondern nur eine stärkere Trogbildung mit Schwerpunkt über Skandinavien aufzeigt. Den Kältevorstoß aus dem Raum nördlich von Island bis Südnorwegen erkennt man durch eine markante Kältezunge in beiden Abbildungen, speziell in Abb. 62. Besonders starkes Absinken über der Ostsee, Ostdeutschland und Südschweden (10 bis 11 cm/s) zeigt an, daß sich die polare Kaltluft dort unter die Warmluftsschale einschleibt. Diese ist aus Abb. 62 als weit geöffneter warmer Bereich über Osteuropa erkennbar mit einer noch zweifachen inneren Warmsektorstruktur über der nördlichen Ostsee und östlich von Finnland, so daß in dieser Höhe noch zwischen zwei Störungen etwas unterschieden werden kann. Im Gesamtbereich warmer Luft erfolgt starke Hebung (7 bis 10 cm/s). Auch erkennt man aus diesem Bild, daß die reine Tropikluft nur bis  $20^\circ\text{E}$  in den warmen Sektor eindringt und südlich davon von der hoch aufragenden Gebirgsbarriere der Alpen in ihrem Vordringen nach Osten behindert ist. Über dem Mittelmeer dringt sie jedoch bis Norditalien und Sardinien vor. Der Schnitt der Subtropenfront mit der 500-mb-Fläche ist in der Drängung der Isothermen deutlich feststellbar. Jedoch ist die Tropikluft keinesfalls mehr oberhalb des Zyklonenkerns feststellbar.

Über SE-Europa wird der polare Kaltluftrest von der Polarfront allseitig begrenzt und bei der eiförmigen Gestalt desselben liegt sein Kälteschwerpunkt ( $< -36^\circ\text{C}$ ) über Griechenland. Auch die Subtropenfront umrundet ihn und zeigt sich auch an seiner Ostflanke in Abb. 62.

Quer über den Atlantik hinweg verlaufen Polar- und Subtropenfront nur wenig voneinander separiert von Südgrönland über Schottland hinweg bis zur südlichen

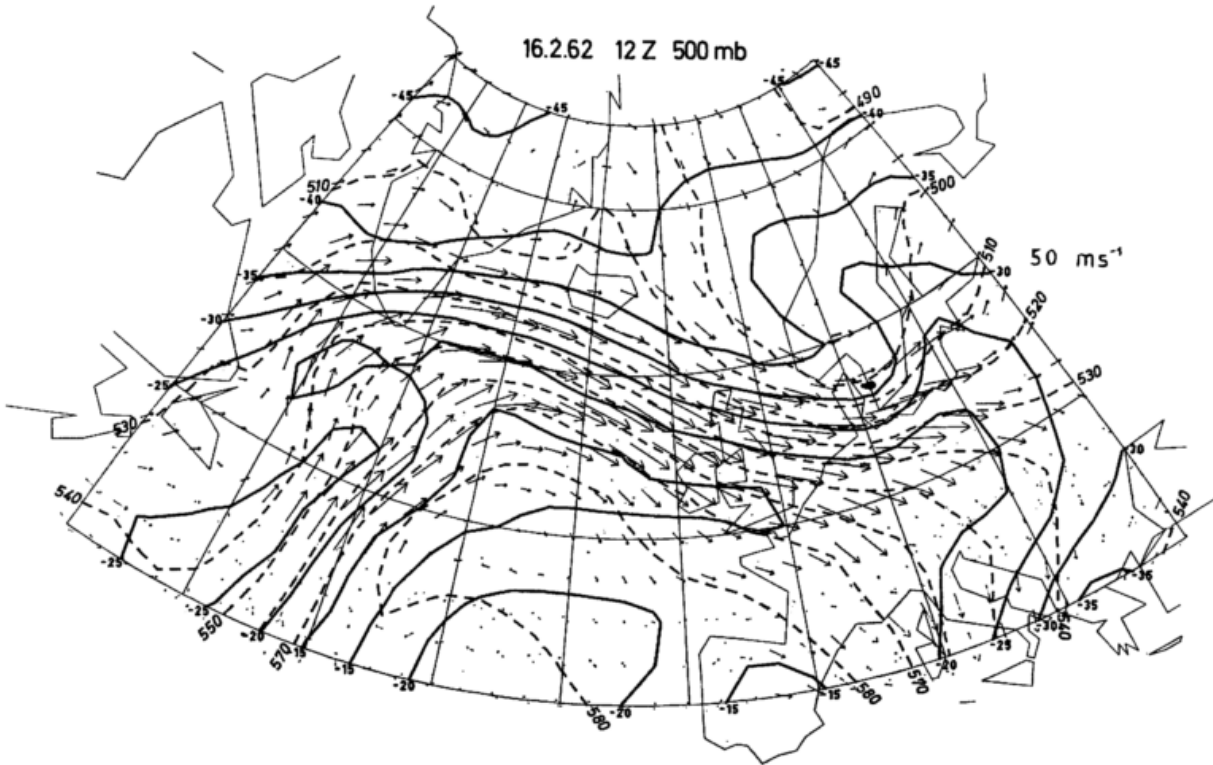


Abb. 61  
500-mb-Fläche für den 16. 2. 62, 12 GMT

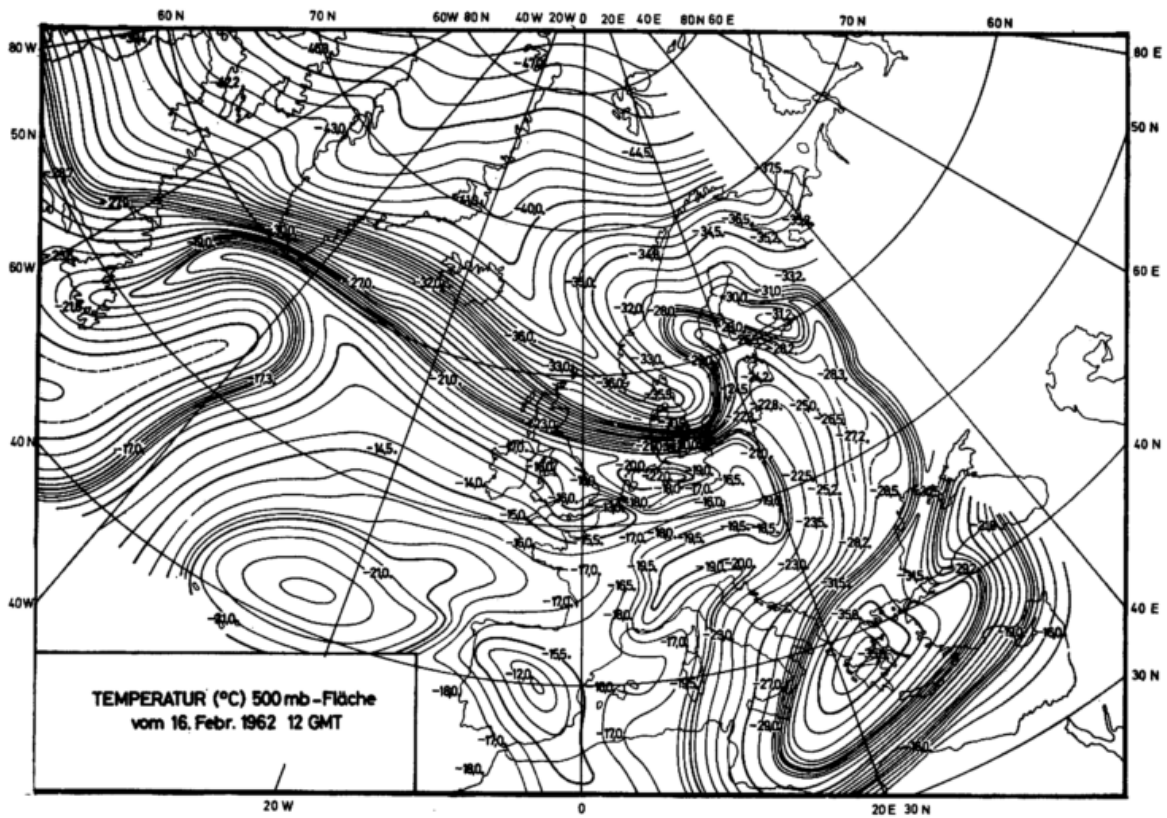


Abb. 62  
Temperatur-Handanalyse der 500-mb-Fläche  
für den 16. 2. 62, 12 GMT

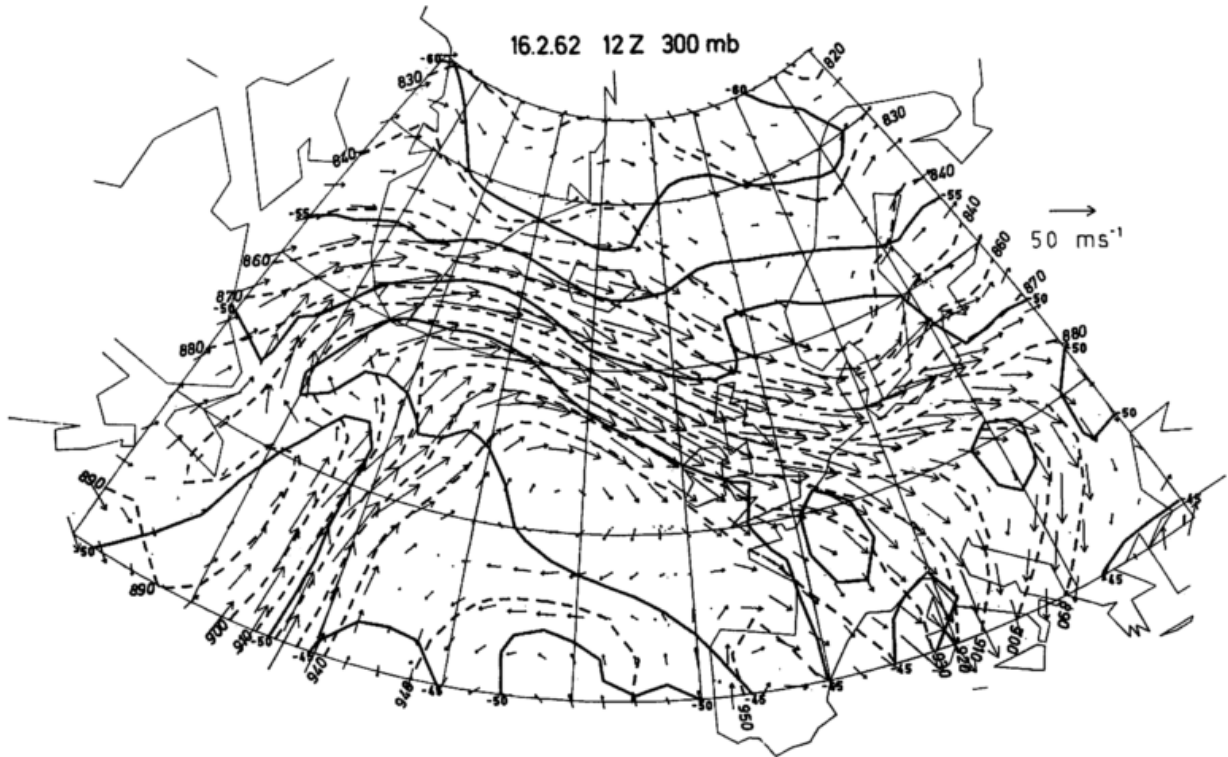


Abb. 63  
300-mb-Fläche für den 16. 2. 62, 12 GMT

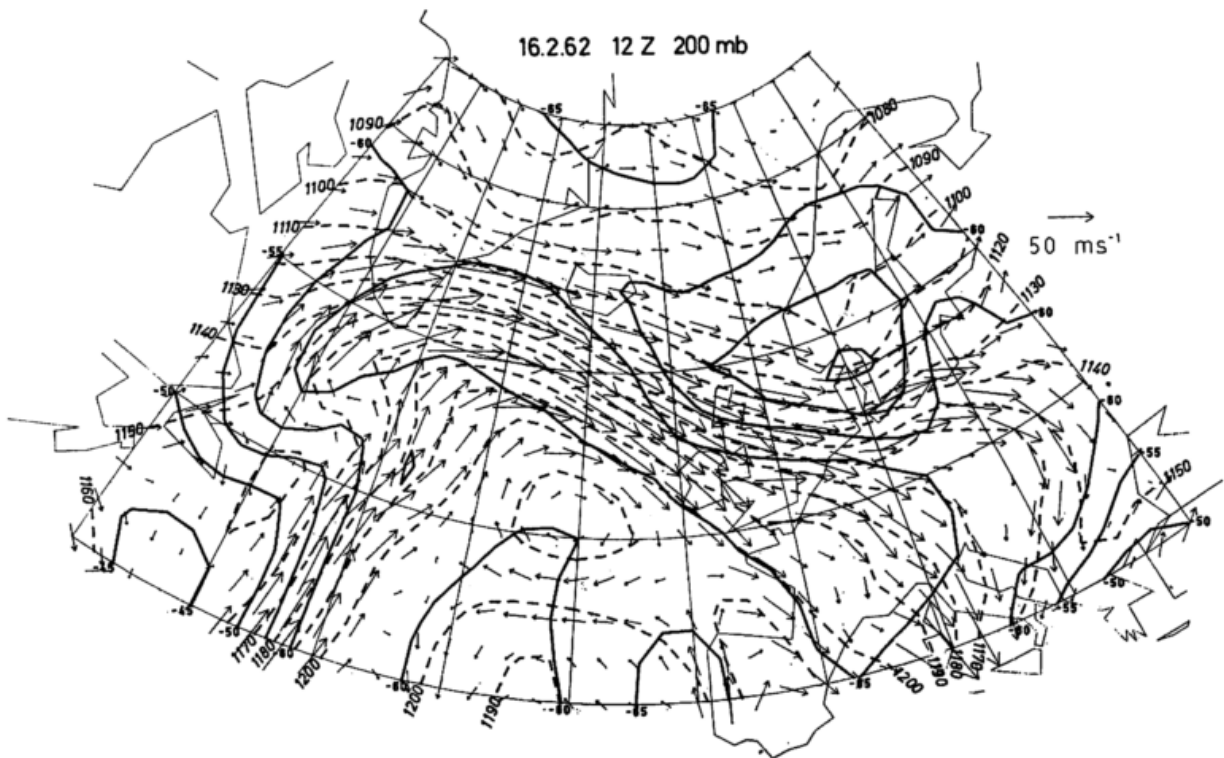


Abb. 64  
200-mb-Fläche für den 16. 2. 62, 12 GMT

Ostsee. Dort ist der meridionale Gegensatz im Temperaturfeld sehr groß, speziell über Dänemark und Norddeutschland geradezu spektakulär.

Im Westen erfährt die Subtropenfront oberhalb des Warmsektors der westatlantischen Störung eine okklusionsähnliche Einengung (zwischen Tropik- und gemäßigter Luft), bevor sie etwa entlang dem 40. Längengrad südwärts verlaufend den Tropikluftbereich gegen kältere Luft der gemäßigten Breiten begrenzt. Die Polarfront verläuft in diesem Abschnitt mit leichter trogartiger Form über Kanada westwärts und ist von der Subtropenfront weit separiert.

In dieser Fläche ist der schon für die untere Troposphäre festgestellte kalte Bereich ( $< -20^{\circ}\text{C}$ ) am südlichen Bildrand über dem mittleren Atlantik noch deutlicher erkennbar, der als Ergebnis des kontinuierlichen in der Vorzeit andauernden Ausflusses kälterer Luft von Spanien her zu deuten ist.

### 3.6.4. Die Druckniveaus 300 und 200 mb (Abb. 63 und 64), die Niveaus des polaren und subtropischen Strahlstroms

Das Feld der geopotentiellen Höhe sowie das Geschwindigkeitsfeld in Abb. 63 lassen erkennen, daß die Achse des polaren Jets aus Kanada heraus über Südgrönland und Island hinweg und mit einem stärkeren Wellental über Dänemark und Südschweden nach Finnland verläuft. Während seine Ausrichtung 12 Stunden früher (16. Februar, 00 GMT) über dem Atlantik weitgehend zonal war, zeigt sich nun eine leichte Wellenform mit Rückenbildung zwischen Grönland und Island und mit der vorstehend genannten Trogform über Dänemark und Südschweden, so daß der Luftstrom den Nordatlantik von WNW nach ESE überquert. Obwohl auf diesem Bild der Subtropenstrahlstrom in ca. 9 km Höhe noch seine volle Intensität nicht erreicht, so ist sein Verlauf im Windfeld doch deutlich markiert und erst die Abb. 64 (gültig für ca. 12 km Höhe) zeigt jenes Niveau, wo er volle Stärke annimmt. Von Süden her tritt er beim Meridian  $40^{\circ}\text{W}$  ins Kartenbild ein, folgt dann etwa mit Nordkurs diesem Meridian, bis er den nordwärts verschobenen Wellenrücken über dem nordwestlichen Atlantik antizyklonisch umströmt hat und von der Südspitze Grönlands an mit ESE-Kurs parallel und wenig abständig mit dem polaren Jet über Mittelengland hinweg verläuft. Schließlich erreicht er etwas

südlich der deutschen Nordküste etwa den Meridian  $20^{\circ}\text{E}$ . Dort umrundet er erneut den jetzt südostwärts verlagerten Wellenrücken antizyklonisch und überquert schließlich mit SW-Kurs Süditalien.

Im warmen noch troposphärischen Bereich ( $> -45^{\circ}$ ) auf Abb. 63 strömt die warme Tropikluft antizyklonisch um die Hochdruckzelle mit Kern bei  $52^{\circ}\text{N}$  und  $22^{\circ}\text{W}$ . Auch die beiden Warmluftshalen zeigen im Innern relativ warme Temperaturen ( $> -45^{\circ}\text{C}$ ) südlich von Grönland und fleckhaft über Zentraleuropa. Dagegen ist in der Abb. 64 südlich der Achse des Subtropenjets die Temperatur knapp unterhalb der tropischen Tropopause in einem breiten Band schon sehr kalt ( $< -65^{\circ}\text{C}$ ). Mit dem Kern bei  $40^{\circ}\text{N}$ ,  $22^{\circ}\text{W}$  oberhalb des troposphärischen Kältegebietes, das früher erwähnt und dessen Bildung mehrfach beschrieben wurde, zeigt sich in beiden Niveaus ein zyklonaler Wirbel, der in 9 km relativ gegen die warme Umgebung noch kalt, in 12 km Höhe hingegen verglichen mit der Umgebung oberhalb der hier eingesenkten Tropopause, siehe spätere Abb. 67, schon stratosphärisch warm ist.

Über Griechenland findet sich in 9 und 12 km Höhe stratosphärisch warme Temperatur ( $> -45^{\circ}\text{C}$  bzw.  $> -50^{\circ}\text{C}$ ) als Kompensation für den darunter in der Troposphäre sich befindlichen polaren Kaltluftrest. Auch treten solche stratosphärisch warmen Bereiche über der nördlichen Nordsee, Südschweden und Dänemark in beiden Bildern in Erscheinung, besonders in Abb. 64, und zwar oberhalb des troposphärisch erfolgenden polaren Kältevorstoßes in der Rückseite der Sturmflut-Zyklone. Dies ist wieder ein Beweis dafür, daß in Wellentrögen der polare Strahlstrom seine tiefste Achsenlage einnimmt (unterhalb von 300 mb), so daß im Trogbereich nördlich seiner Achse in dieser Fläche und oberhalb einer tiefliegenden polaren Tropopause schon die Temperaturen stratosphärisch sind.

Über dem gesamten Polargebiet nimmt die Temperatur mit wachsender Höhe als Folge der Polarnacht ab (ca. 5 bis 6 Grad von 300 bis 200 mb).

### 3.6.5. Die Polar- und Subtropenfront und ihre räumliche Gestalt (Abb. 65 und 66)

Die intensive Einwirbelung der Polarfrontfläche über dem Kerngebiet der Hamburger Sturmflutzyklone verdeutlicht die Abb. 65. Der steil geneigte Kaltfrontabschnitt über Nordsee, Dänemark und Südschweden engt

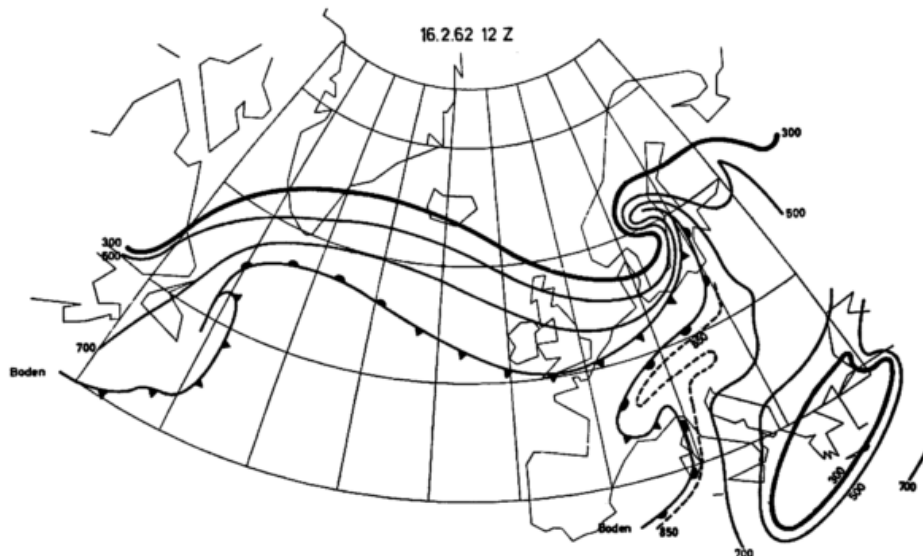


Abb. 65  
Der Verlauf der Polarfront am Boden, in 700, 500 und 300 mb für den 16. 2. 62, 12 GMT

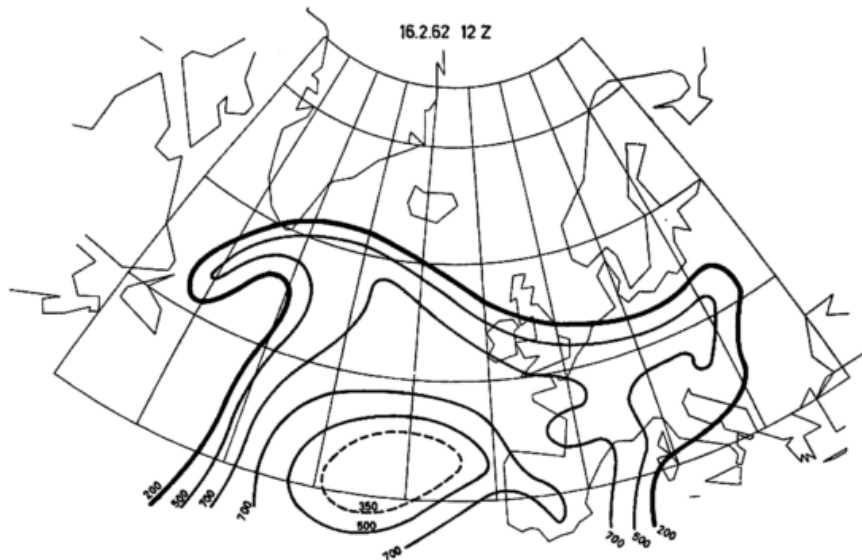


Abb. 66  
Der Verlauf der Subtropenfront in 700, 500 und 200 mb  
für den 16. 2. 62, 12 GMT

den Warmsektor dieser Wirbelstörung durch sein rapides Vorrücken nach SE, speziell in den unteren Schichten, stark ein, während der Warmfrontabschnitt nur geringe Neigung aufweist und nicht mehr bis ins Jetniveau aufwärts reicht, sondern berggrückenartig in einen gegen geneigten Polarfrontabschnitt übergeht, so daß der von der Polarfront allseitig domartig umgrenzte Polarluftkörper über Südosteuropa im 300-mb-Niveau durch eine zyklonale Wirbelstörung umweht wird.

Weniger steil geneigt geht der Kaltfrontabschnitt etwa oberhalb des Seegebietes südlich von Island in den Warmfrontbereich über, der der westatlantischen Tiefdruckstörung nordostwärts vorgelagert ist. Der zugehörige Kaltfrontabschluß im SW dieser Störung ist zumindest in dem unteren Niveau äußerst flach geneigt, was anzeigt, daß die Polarluft dort von SW her unterhalb von etwa 3 km Höhe flach in die Rückseite des Tiefs gelangt.

Auch verdeutlicht die Auslegung der Subtropenfrontfläche (siehe Abb. 66), daß der warme Sektor der westatlantischen Störung nur mehr im Osten in höheren Schichten eine Zufuhr von Tropikluft erhält, die aber noch zungenförmig in schmäler Weise oberhalb von 500 mb bis über ihr Kerngebiet hineinreicht. Auch erfolgt der Zustrom der Tropikluft von Süden her nur mehr in einem relativ engen Eingangsbereich und, wie man aus dem Bild ersieht, nur oberhalb von 700 mb (ca. 3 km Höhe), d. h. recht bodenfern, also ohne starke Feuchteanreicherung vom Meer her. Dies und einige andere Gründe (vertikale Wirbelachse etc.) lassen eine Intensivierung dieser Störung unwahrscheinlich erscheinen, was der weitere Fortgang am 17. Februar auch bestätigen wird.

Auch über Europa reicht der Tropikluftbereich oberhalb der flachgeneigten Subtropenfrontfläche ebenfalls nicht mehr über das Kerngebiet der Sturmflutzyklone bei 61° N und 12° E, wie ein Vergleich mit Abb. 65 sofort zeigt. Auch die zentrale Achse dieser Wirbelstörung ist, wie die frühere Diskussion ergab, nahezu vertikal und somit ist auch ihre weitere Vertiefung trotz anhaltender intensiver Kaltluftzufuhr an ihrer Rückseite nicht wahrscheinlich.

### 3.6.6. Die Tropopause (Abb. 67)

Tropopausenhöhe (mb) und ihre Handanalyse, Tropopausentemperatur (°C) an den Stationen, und den Verlauf der obersten Begrenzungen der Polar- und Subtro-

penfront präsentiert, ähnlich wie zu den Vorterminen, die Abb. 67, für den 16. Februar, 12 GMT.

Über dem Bereich südlich der Subtropenfront findet sich die hochliegende, kalte tropische Tropopause (TT 2), die in einem von etwa 40° W bis England und Südfrankreich von Nordwest nach Südost reichenden Streifen ihre höchste Lage (< 150 mb) und ihre kälteste Temperatur aufweist. Über dem weit nach Osten über Zentraleuropa ausgreifenden Teil sind die Tropopausenhöhen etwas uneinheitlich, aber jeweils noch klar oberhalb 200 mb, jedoch ist die Tropopausentemperatur an allen Stationen etwas wärmer (zwischen -65 bis 69° C). Eine weit ausgedehnte trichterförmige Einsenkung der Tropopause mit Zentrum nordöstlich der Azoren (also relativ tiefer Tropopausenhöhe von etwa 235 mb) steht im Einklang mit dem darunter in der Troposphäre vorhandenen Kälte-dom, der kegelförmig durch die Subtropenfront allseitig begrenzt ist (siehe Abb. 66) und über dem sich die Tropopause absenkt. Das Windfeld in 500, 300, 200 und 100 mb zeigt dort einen zyklonalen Wirbel, wie schon früher erwähnt wurde.

Zwischen den beiden Frontalverläufen ist die Tropopause der gemäßigten Breiten (MT) auf der Strecke von Neufundland über Südisland und Schottland bis Dänemark und die südliche Ostsee über einem wellenförmig verlaufenden, relativ schmalen Breitenbereich erkennbar und die Tropopausentemperatur variiert zwischen -51 und -60° C. Diese mittlere Tropopause findet sich auch über einem weiten Gebiet Osteuropas und rund um den Kaltluftrest im Südosten der Abb. 67. Vom Schwarzen Meer an nordwärts und westlich des Meridians 40° E erkennt man eine rinnehafte Einsenkung der mittleren Tropopause (280 bis 290 mb) oberhalb der früher erwähnten kammförmig aufragenden Polarfront.

Auch im Raum südlich Neufundlands senkt sich diese Tropopause trichterförmig oberhalb eines polaren troposphärischen Kaltluftrestes unter 300 mb ab. Auf eine Umrandung durch die Polarfront bei der Analyse wurde hier verzichtet, da die polare Kaltluft nur flach über dem Boden bis etwa 850 mb oder ca. 1,5 km Höhe vorhanden ist (wie die Abb. 65 zeigte) und darüber gemäßigte Luft der mittleren Breiten feststellbar ist.

Die polare Tropopause (PT) findet sich nördlich des Polarfrontverlaufes, und sie geht knapp nördlich desselben rinnenförmig und parallel dem Frontverlauf auf ihre niedrigste Höhenlage herab (meist > 350 mb). Am tiefsten senkt sie sich trichterförmig oberhalb des tropo-

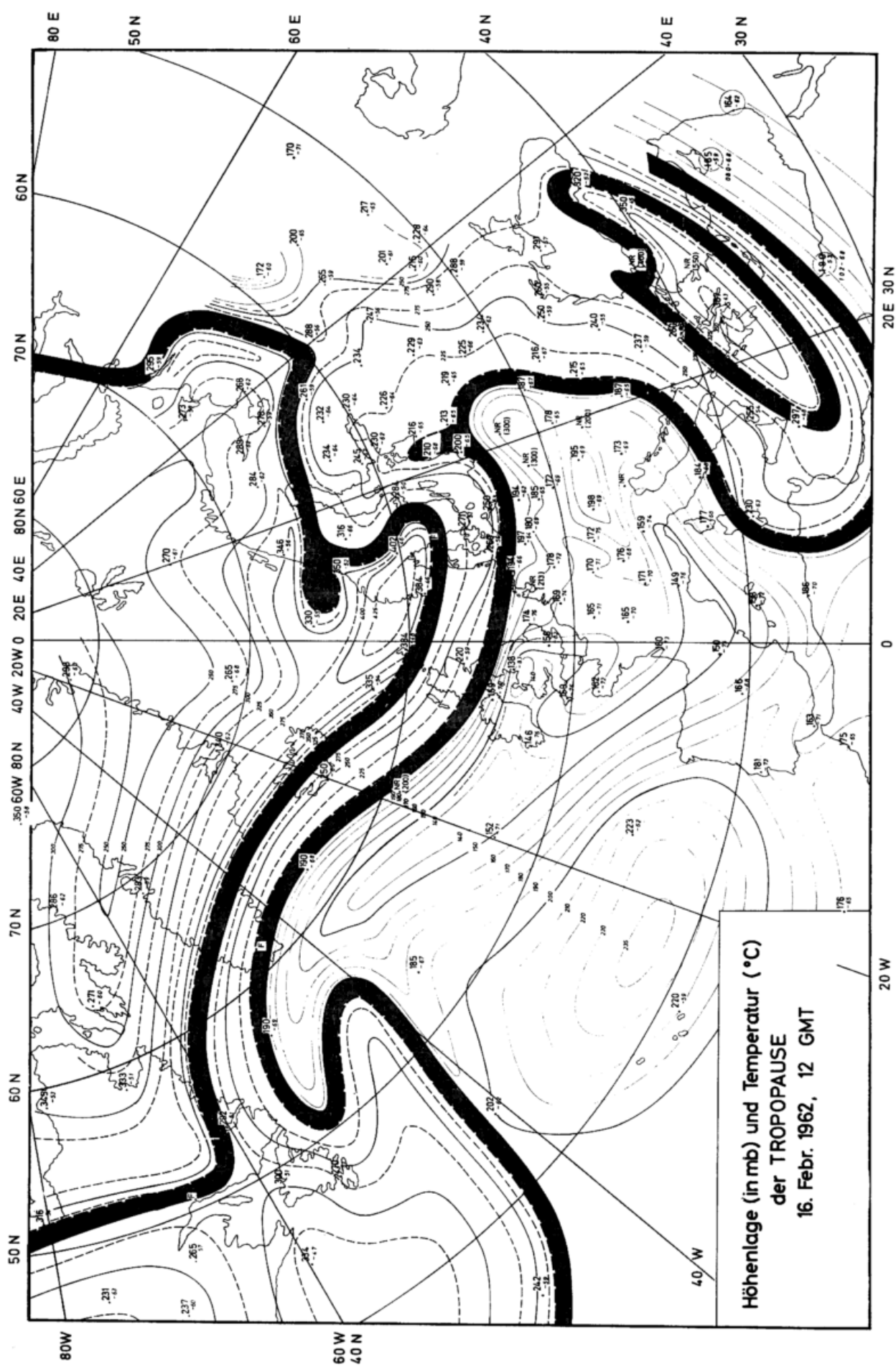


Abb. 67  
Die Höhenlage (in mb) und Temperatur (in °C) der Tropopause für den 16. 2. 62, 12 GMT

sphärischen Kälteausbruchs (Kältezunge) über dem Nordeingang der Nordsee und Südnorwegen ab (bis 425 mb oder ca. 6,8 km Höhe).

Auch über dem südosteuropäischen troposphärischen Kaltluftkörper ist die polare Tropopause in länglich geschlossener Form mit relativ tiefer Einsenkung bis nahe 400 mb über Griechenland beobachtbar.

### 3.6.7. Das Druckniveau 100 mb (Abb. 68), untere Stratosphäre

In der unteren Stratosphäre ist das Stromfeld über dem Nordatlantik geschwindigkeitsintensiv und jetartig organisiert, während es über Europa in einzelne Teilläste zerfällt und an Stärke allgemein verliert, also eine Art von Desorganisation festgestellt werden muß. Ganz im SW des Kartenbildes und ebenso im SE über Griechenland ist die untere Stratosphäre relativ warm ( $> -55^{\circ}\text{C}$ ), während sie im nordwestatlantischen Wellenrücken, über Zentraleuropa und westlich von Spanien unterhalb der hochliegenden tropischen Tropopause kalte Temperatur zeigt ( $< -65^{\circ}\text{C}$ , oder sogar  $< -70^{\circ}\text{C}$ ).

mittleren Ostsee (Kerndruck = 950 mb). Seit dem 16. Februar, 12 GMT, hat sich der Sturmtiefkern um 410 km ost-südostwärts verlagert, d. h. im Mittel mit einer Fortpflanzungsgeschwindigkeit von 34,2 km/h oder 9,5 m/s, was gegenüber früher erneut eine Verlangsamung der Fortbewegung aufzeigt. Auch die Vertiefung des Kerndrucks hat ihr Ende gefunden, da er, verglichen mit jenem 12 Stunden früher, exakt gleich geblieben ist. Ein riesig ausgedehntes Wirbelgebiet überdeckt Nordmeer, Nordsee, Nord-, Zentral- und Osteuropa. Der Okklusionsprozeß nahm bei rapider Fortbewegung der Kaltfront, hauptsächlich nach ESE, jedoch auch nach Süden (mit etwa 80 bis 100 km/h) seinen Fortgang, so daß die warme Luft nur mehr innerhalb eines ganz engen Warmsektors östlich der Alpen am Erdboden feststellbar ist.

Besonders fällt gegenüber dem Vortermin die Erweiterung der Basisfläche ins Auge, welche die polare Kaltluft horizontal stark divergierend überströmt. In das 12-Stunden-Intervall vom 16. Februar, 12 GMT, bis 17. Februar, 00 GMT, fällt das Auftreten der Hamburger Sturmflut. Das Sturmmaximum trat dabei um ca 18<sup>h</sup> bis

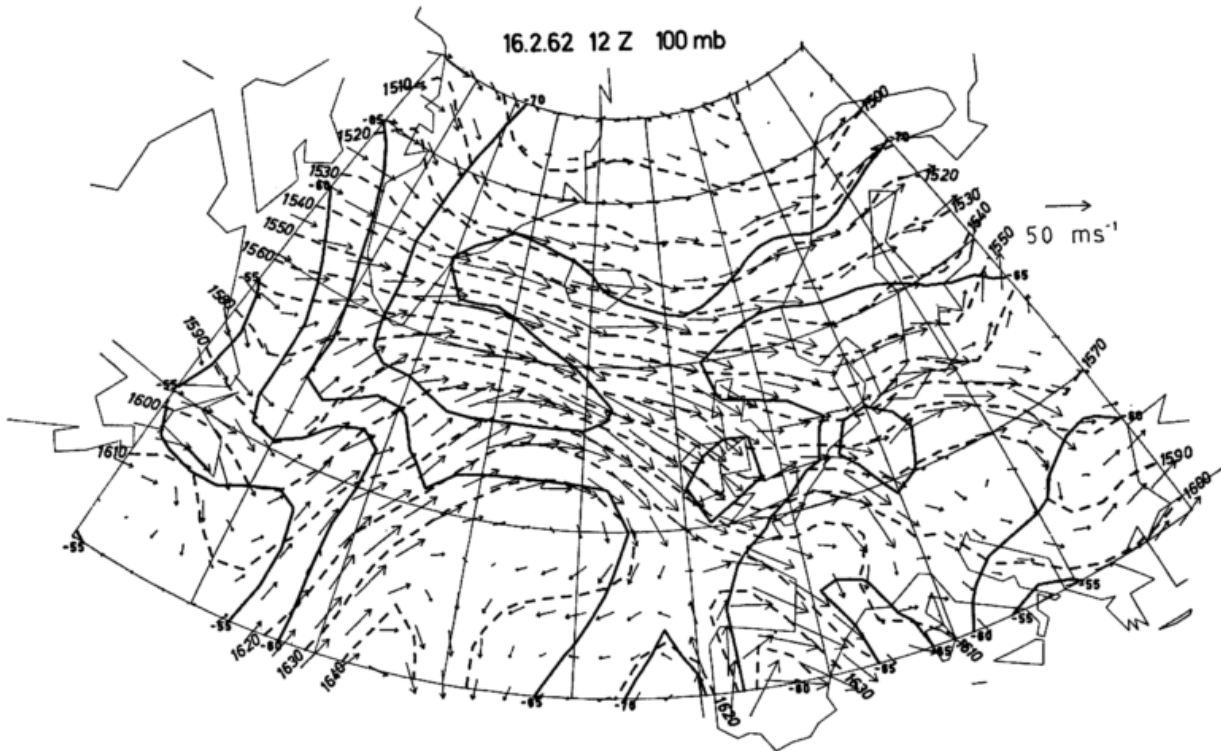


Abb. 68  
100-mb-Fläche für den 16. 2. 62, 12 GMT

Von Grönland über Schottland bis Dänemark ist sie etwas wärmer ( $> -65^{\circ}\text{C}$ ) oberhalb der troposphärischen Zufuhr kalter Polarluft aus WNW.

Über dem gesamten Polargebiet hat sich die Temperatur in 16 km Höhe, ähnlich wie an den Vorterminen, von 12 km an aufwärts erheblich erniedrigt (5 bis 7 Grad). Dafür ist natürlich die Polarnacht verantwortlich, und man stellt dort in der unteren Stratosphäre überall sehr kalte Temperatur ( $< -70^{\circ}\text{C}$ ) fest.

### 3.7. 17. Februar 1962, 00 GMT

#### 3.7.1. Erdboden (Abb. 69)

Die Bodenkarte des 17. Februar, 00 GMT, zeigt den gewaltigen Kälteeinbruch nach Süd- und Osteuropa an der Westflanke des Sturmtiefs, jetzt mit Kern über der

21<sup>h</sup> ein, nämlich dann, als mit un stetiger Richtungsänderung des Windes von WNW auf NW eine weitere sekundäre Kaltfront oder umgebogene Okklusion von NW her am Abend des 16. Februar die Deutsche Bucht und das norddeutsche Küstengebiet überquerte. Man erkennt diesen Windsprung im Windfeld der Abb. 69 recht deutlich, und um 00 GMT findet man ihn schon innerhalb des Festlandes; also hat er die Küste landeinwärts bereits überquert. Dort geht auch das Luftdruckfeld am Boden von horizontaler Divergenz der Bodeniso-baren in die schärfste Isobarendrängung über, die um 00 GMT erst am Nordeingang der Nordsee und über Südnorwegen in eine Konvergenz der Isobaren, also eine nach Norden sich seitlich erweiternde Isobarengestaltung übergeht. Der größte seitliche Luftdruckgradient über der Deutschen Bucht beträgt ca. 30 mb/5 Breitengrade oder 5,4 mb pro 100 km, was einer geostrophischen

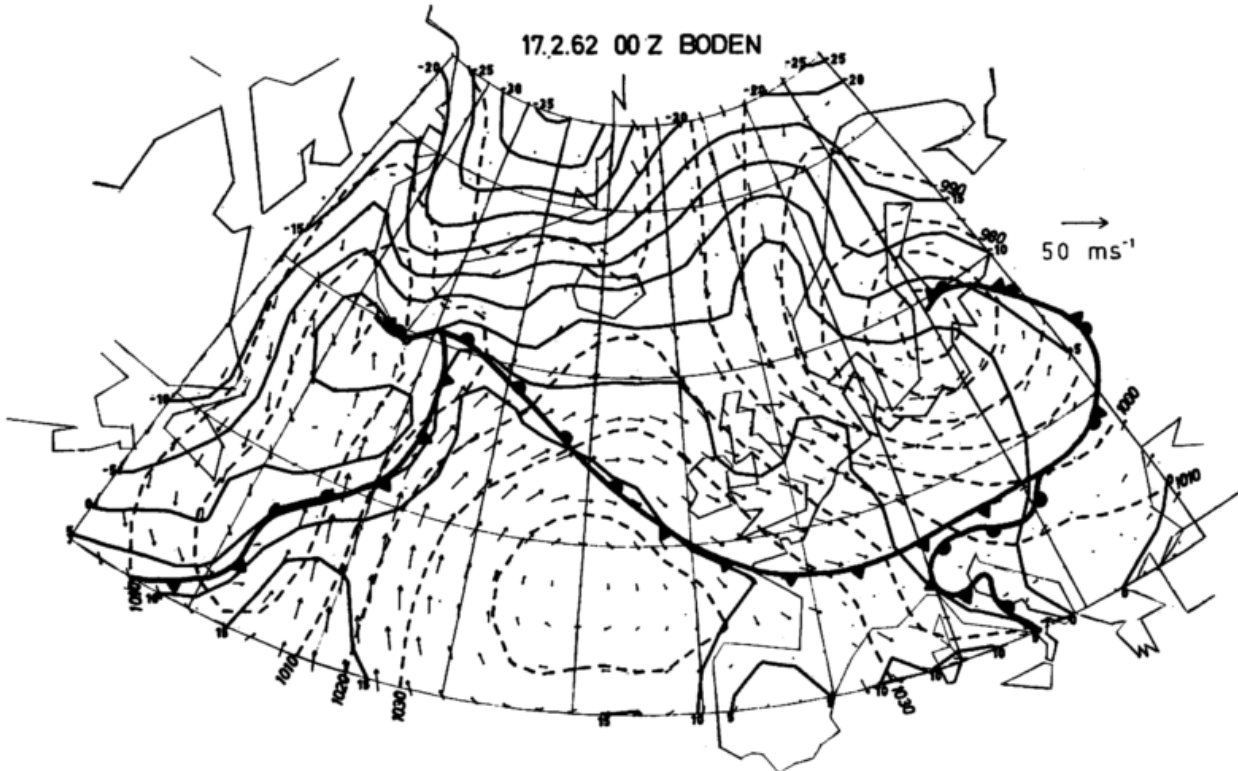


Abb. 69  
Bodenkarte für den 17. 2. 62, 00 GMT

Windgeschwindigkeit von 37 m/s entspricht. Diese sehr hohe Luftgeschwindigkeit trat natürlich nicht auf, da der Strom dort als Folge der Bodenreibung und der Beschleunigungsglieder stark ageostrophisch abläuft. Die maximal realisierte Geschwindigkeit des Bodenwindes war etwa 33 m/s (beobachtet von der „Meerkatze“ auf 58° N 4° E um 18 GMT); aber ihr war eine erhebliche turbulente Zusatzgeschwindigkeit (Böigkeit) überlagert. Von den fünf deutschen Feuerschiffen (Elbe 1, P 8, Borkumriff, Weser, P 12) wurden zwischen 18 und 21 GMT Maximalwinde zwischen 23 und 25 m/s beobachtet.

Das Temperaturfeld in Abb. 69 zeigt über der Nordsee und dem Nordmeer eine starke Beeinflussung im Sinne einer Erwärmung der polaren Lufttemperatur von der See her, so daß der Kältevorstoß am Erdboden nicht allzu deutlich in Erscheinung tritt.

Über dem Seegebiet knapp südöstlich von Südgrönland findet sich der Kern des westatlantischen Tiefs (Kerndruck 987 mb), welches sich wie erwartet nicht mehr vertieft hat, das aber mit der kräftigen Höhenströmung mit relativ hoher mittlerer Fortpflanzungsgeschwindigkeit von 74,1 km/h in den vergangenen 12 Stunden eine Wegstrecke von 890 km zurückgelegt hat. Auch hat sich sein Warmsektor bedeutend verschmälert; diese Störung okkludiert daher in zunehmendem Maß. An ihrer Kaltfront, die nach SSW verläuft, ist der Ansatz einer weiteren Wellenstörung beobachtbar. Beide Kerngebiete sind von einem Nord-Süd-orientierten, langgestreckten Depressionsgebiet umgeben (< 1000 mb), an dessen Westflanke die polare Kaltluft weit südwärts strömt und durch die Druckverteilung in nur mäßiger Weise Gelegenheit findet, direkt in die Rückseite der Hauptstörung zu gelangen. Östlich der Kaltfront dringt auch weiterhin an der Westflanke der erneut gekräftigten mittelatlantischen Hochdruckzelle ein breiter und geschwindigkeitsintensiver Strom warmer Luft ageostrophisch von Süden her in den Warmsektorbereich ein, und die warme Luft gleitet an der Warmfront der Welle als auch an der Warmfront der Hauptstörung über die polare Kaltluft auf.

### 3.7.2. Die Druckniveaus 850 und 700 mb (Abb. 70 und 71), untere Troposphäre

In der unteren Troposphäre ist der Kern des ausgedehnten Sturmtiefs vertikal oberhalb des Kerns der Bodenstörung über der mittleren Ostsee (59° N und 20° E) auffindbar. Auch bis 3 km Höhe divergieren die Linien gleichen Geopotentials von der Nordküste Deutschlands südostwärts. Sie zeigen stärkste Drängung über der Nordsee und Dänemark, dort wo im Windfeld der beiden Bilder, welches überwiegend geostrophisch balanciert erscheint, Spitzengeschwindigkeiten aus der NW-Richtung beobachtbar sind. Auch in der 850-mb-Fläche (Abb. 70) ist die Böenlinie mit scharfer Windrichtungsänderung von WNW auf NW, etwa von der mittleren Ostsee bis Belgien verlaufend, im Windfeld deutlich erkennbar. Im Vertikalgeschwindigkeitsfeld prägt sich diese sekundäre Kaltfront ebenfalls deutlich aus, und man beobachtet im Bereich des Kältevorstoßes kein allgemeines Absinken der polaren Luft. Unmittelbar hinter der Kaltfront östlich von 25° E sinkt die Luft mit 2 bis 3 cm/s nieder, aber dann folgt westwärts mit Kern bei Danzig eine ausgedehnte Zelle mit Aufsteigen der horizontal aus WNW zuströmenden Luft östlich der Böenlinie (8 bis 10 cm/s). Westlich davon über der westlichen Ostsee, Dänemark und der östlichen Nordsee sinkt die Kaltluft in der Rückseite der Böenlinie stark ab (4 bis 6 cm/s). Von Spitzbergen angefangen über das Nordmeer bis Schottland sinkt die Kaltluft während sie nach SSE fließt überall mit 2 bis 3 cm/s ab. Dort konvergieren die Höhenlinien in der unteren Troposphäre in gleicher Weise wie die Bodenisobaren am Erdboden.

Im Temperaturfeld dieser Niveaus prägt sich jetzt deutlich die Kältezunge aus und läßt den Ausfluß polarer Kaltluft nach Südosten ohne wesentliche Beeinflussung durch die Seeunterlage erkennen.

Die Auslegung der Polarfront in diesen Flächen ist jeweils für die 850-mb-Fläche durch den Verlauf der Isothermen zwischen -3 bis -6° C und für die 700-mb-Fläche durch jenen zwischen -12 und -16° C gegeben. Also verläuft die Front von England nordwestwärts und umrundet den warmen Bereich des westatlantischen

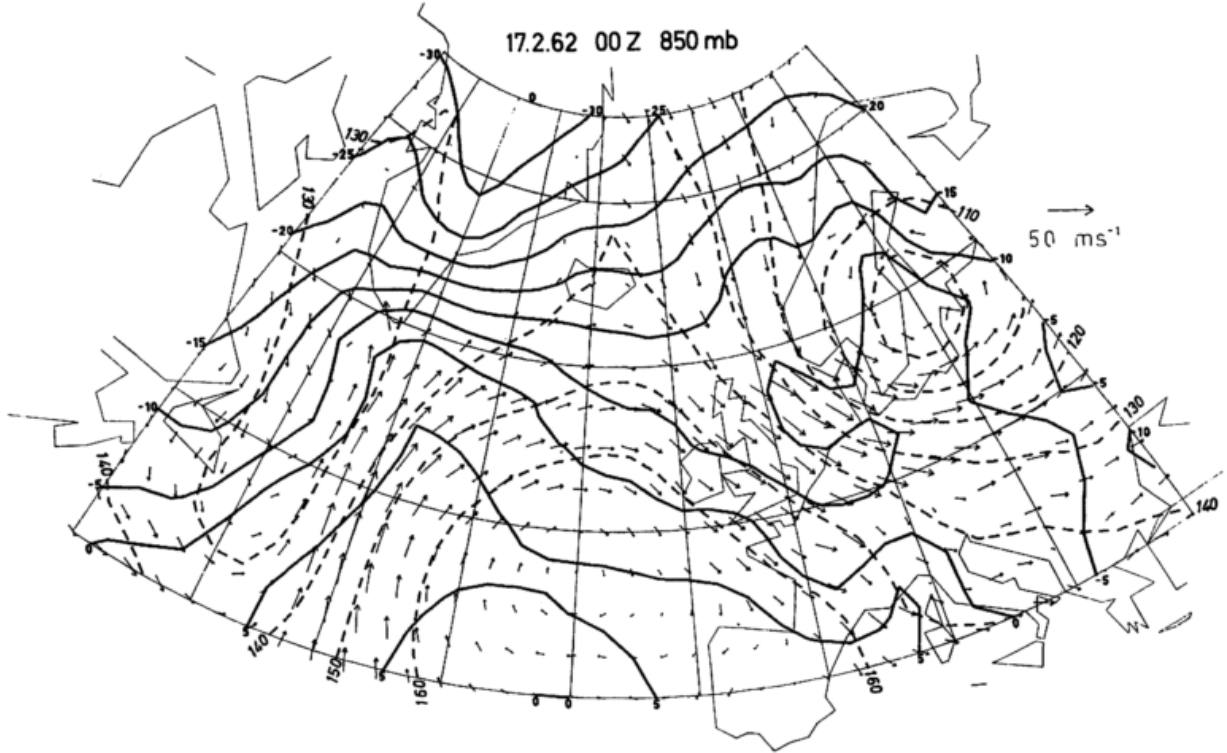


Abb. 70  
850-mb-Fläche für den 17. 2. 62, 00 GMT

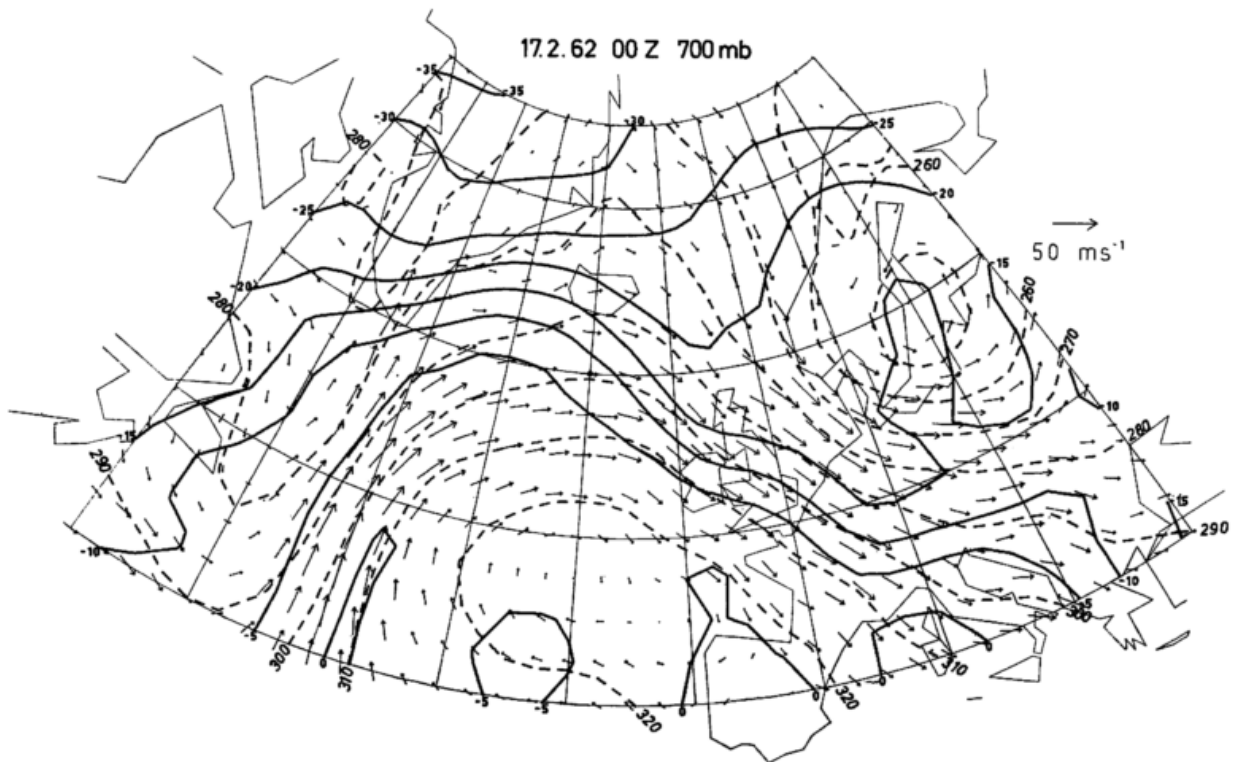


Abb. 71  
700-mb-Fläche für den 17. 2. 62, 00 GMT

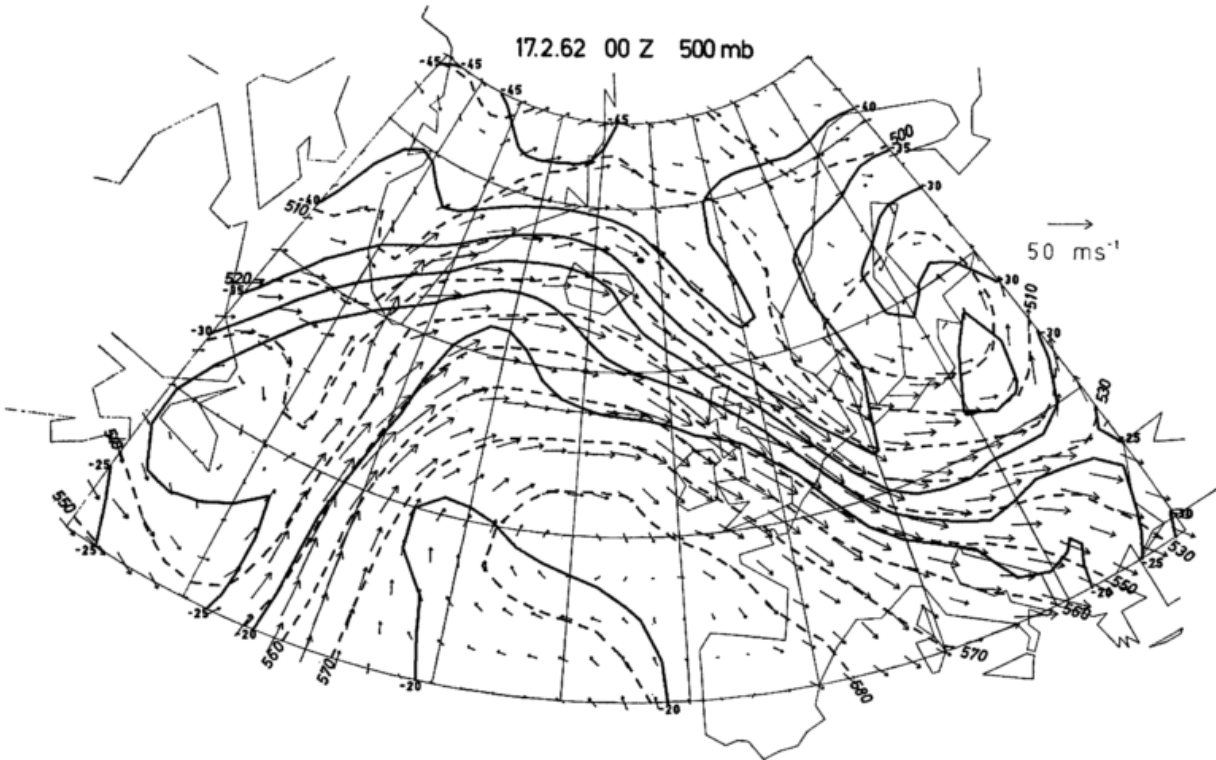


Abb. 72  
500-mb-Fläche für den 17. 2. 62, 00 GMT

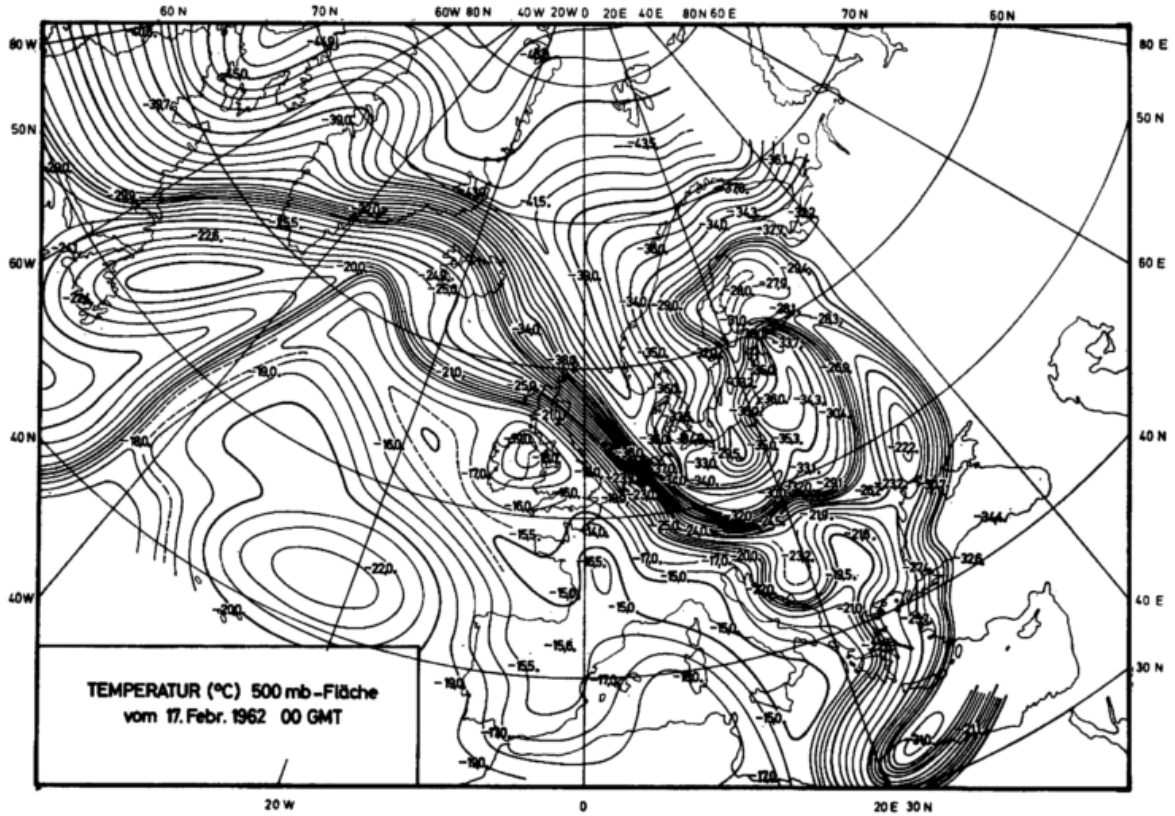


Abb. 73  
Temperatur-Handanalyse der 500-mb-Fläche  
für den 17. 2. 62, 00 GMT

Tiefdrucksystems südlich von Island und südlich der Südspitze von Grönland und verläuft dann südwestwärts, um südlich von Neufundland westwärts nach Amerika hin umzubiegen.

Oberhalb der westatlantischen Störung bei Grönland bzw. der ihr nachfolgenden Wellenstörung zieht sich auf langer Strecke eine Nord-Süd-orientierte Höhendepression trogartig hin, also findet man keine in sich geschlossenen Höhenlinien.

Im warmen Bereich südlich der Polarfront dringt hier auch in der unteren Troposphäre, genau so wie am Erdboden, die wärmere Luft, die man noch als gemäßigte Luft der mittleren Breiten klassifizieren muß, in den Warmsektor beider Störungen ein und gleitet an der Warmfront (Vorderseite der Hauptstörung) über die nordostwärts vorgelagerte polare Kaltluft mit 3 bis 4 cm/s auf. Auch im Warmsektor der sich neu bildenden Welle wird die Warmluft mit ca. 4 cm/s angehoben. Dagegen sinkt die kalte südwärts strömende Luft westlich des vorerwähnten Höhentroges (westlich des Meridians 50° W) mit 5 bis 7 cm/s nieder, und zwar besonders stark auf der Wegstrecke von der südlichen Davisstraße bis Neufundland.

### 3.7.3. Das Druckniveau 500 mb (Abb. 72 und 73), mittlere Troposphäre

Auch bis 5,5 km Höhe zeigt sich ein in sich abgeschlossenes und zyklonal umströmtes Kerngebiet oberhalb des Zentrums der Sturmflutzyklone bei 59° N und 20° E. Der Wirbel besitzt also eine bis ins 500-mb-Niveau vertikal aufragende zentrale Wirbelachse.

Den Verlauf der Polar- und Subtropenfront erkennt man speziell deutlich in Abb. 73. Die Einwirbelung des Temperaturfeldes ist bereits weit fortgeschritten, denn einerseits ist am Ostrand des Bildes der schmale Warmsektorbereich erkennbar, der von Luft der gemäßigten Breiten erfüllt ist mit einer über dem Kerngebiet feststellbaren schalenförmigen Erweiterung und weiterem Verlauf nach Süden. Andererseits greift die polare Kältezunge vom Nordmeer her über die Nordsee hinweg bis etwa zum 50. Breitenkreis südwärts aus und die polare Kaltluft gelangt, von dort nach Norden advektiert, an die Südseite des Wirbels (siehe dort Temperaturen  $< -35^{\circ}\text{C}$ ).

An der Westflanke des Kältevorstoßes verlaufen Polar- und Subtropenfront nahe Seite an Seite nach SE, so daß östlich von England und über Holland/Belgien quer durch beide steil aufragenden Frontflächen hindurch ein gewaltiger seitlicher Temperaturgegensatz zwischen Polarluft und Tropikluft in dieser Fläche existiert. Dort ist auch im Höhenfeld der 500-mb-Fläche ein enorm starker seitlicher Gradient feststellbar, und die Winde übertreffen über der Nordsee stellenweise 50 m/s.

Im Südosten (Balkan) ist die Tropikluft innerhalb des Warmsektors erkennbar. Sie wird begrenzt durch die Subtropenfront, jedoch gelangt sie nicht annähernd über den Wirbelbereich der Sturmzyklone.

Von Island an westwärts entfernen sich die Hauptfronten voneinander. Die Polarfront nimmt ihren Verlauf bis Südgrönland und von dort südwestwärts nach Kanada, während die Subtropenfront westlich von Island einen Tropikluft-Warmsektor umgrenzt und dann nach SSW verlaufend eine Grenze gegen die im Westen vorhandene gemäßigte Luft bildet. Nordöstlich von Neufundland erkennt man in Abb. 73 einen fast tropisch warmen Bereich, und die Form der Isothermenführung läßt erkennen, daß es sich hier um eine okklusionsartige Verwirbelung zwischen Tropikluft und gemäßigter Luft

handelt, die oberhalb der westatlantischen Bodenstörung im Zeitintervall zwischen dem 16. Februar, 12 GMT, und 17. Februar, 00 GMT, stattfand.

Innerhalb des Bereiches reiner Tropikluft erkennt man am Südrand der Abb. 73 mit Kern bei 43° N und 23° W den Fortbestand des zyklonisch umströmten Kaltluftrestes, dessen Ursprung bei der Besprechung der Vortermine mehrfach Erwähnung fand. Dadurch wird der Einzugsbereich für die Tropikluft aus Süden auf eine schmale Zone eingeengt; dieser Zustrom erfolgt aber, wie Abb. 72 zeigt, mit starken südlichen Winden.

### 3.7.4. Die Druckniveaus 300 und 200 mb (Abb. 74 u. 75), die Niveaus des polaren und subtropischen Strahlstroms

In ca. 9 bzw. 12 km Höhe ist jeweils der Verlauf des polaren und subtropischen Jets im Windfeld und im Höhenfeld deutlich erkennbar. Im Westen tritt der polare Jet nördlich von Neufundland ins Bild, während der Subtropenjet von SSW her seinen Verlauf bei ca. 40° W nach NNE nimmt, so daß sie sich über dem Seegebiet zwischen Island und Grönland konvergierend nahe kommen. Auf der Wegstrecke von dort bis zum nördlichen Balkan sind sie von NW nach SE gerichtet und einander weitgehend parallel und zeigen nur geringen Abstand voneinander, und zwar in beiden Höhen. Man erkennt aus beiden Bildern ein relativ breites sehr geschwindigkeitshohes Windband mit maximalen Stärken über der Nordsee und quer über Mitteleuropa hinweg. Ganz im Osten der Bilder entfernen sich ihre Stromachsen divergierend voneinander. Während der polare Jet um den Kern des Sturmtiefs herum nordwärts zyklonisch umbiegt (siehe Abb. 74), verläuft der Subtropenjet weiter SE-wärts und vollführt eine antizyklonische Richtungsänderung über dem Balkan (siehe auch spätere Abb. 77 und 78).

Im Bereiche stärkster Drängung der Linien gleicher geopotentieller Höhe (bis 60 gpm / 5 Breitengrade) und intensivster Jetwinde (bis 90 m/s) beobachtet man über der Nordsee als Folge der Berücksichtigung der Turbulenzreibung und von Beschleunigungstermen ein teilweise stark ageostrophisches Verhalten des Windes.

Im Temperaturfeld zeigen sich erneut große Unterschiede zwischen 9 und 12 km Höhe. Der Tropikluftbereich südlich des Subtropenjets ist relativ warm, speziell über Irland, Frankreich und Spanien ( $> -45^{\circ}\text{C}$ ) in 9 km Höhe, während dort in 12 km Höhe schon relativ kalte Temperaturen, speziell im Wellenrücken bei Island oder westlich davon knapp unterhalb der hochliegenden tropischen Tropopause (TT 2) zu verzeichnen sind.

Innerhalb des tropisch warmen Gebietes ist im Süden des Bildes westlich von Spanien, wie an den Vorterminen, oberhalb eines kalten troposphärischen Bereiches (siehe Abb. 72, 73 und 74) ein zyklonaler Wirbel in beiden Bildern feststellbar. Im Wellentrog über Osteuropa ist schon in 9 km Höhe eine beginnende stratosphärische Erwärmung erkennbar (siehe den zonalen Verlauf der Isotherme  $-50^{\circ}\text{C}$ ), und der polare Strahlstrom muß daher hier etwas unter der 300-mb-Fläche absinken. In 12 km Höhe oder 200 mb beobachtet man dort eine in sich geschlossene stratosphärisch warme Insel ( $> -55^{\circ}\text{C}$ ) oberhalb des Trogbereiches. Ähnlich warme stratosphärische Temperaturen treten auch über Neufundland und südlich davon in Erscheinung.

Über den nördlichen Breiten nimmt die Temperatur aus den gleichen Gründen, wie schon früher ausgeführt, mit der Höhe von 9 km (ca.  $-60^{\circ}\text{C}$ ) bis 12 km Höhe ab (ca.  $-65^{\circ}\text{C}$ ).

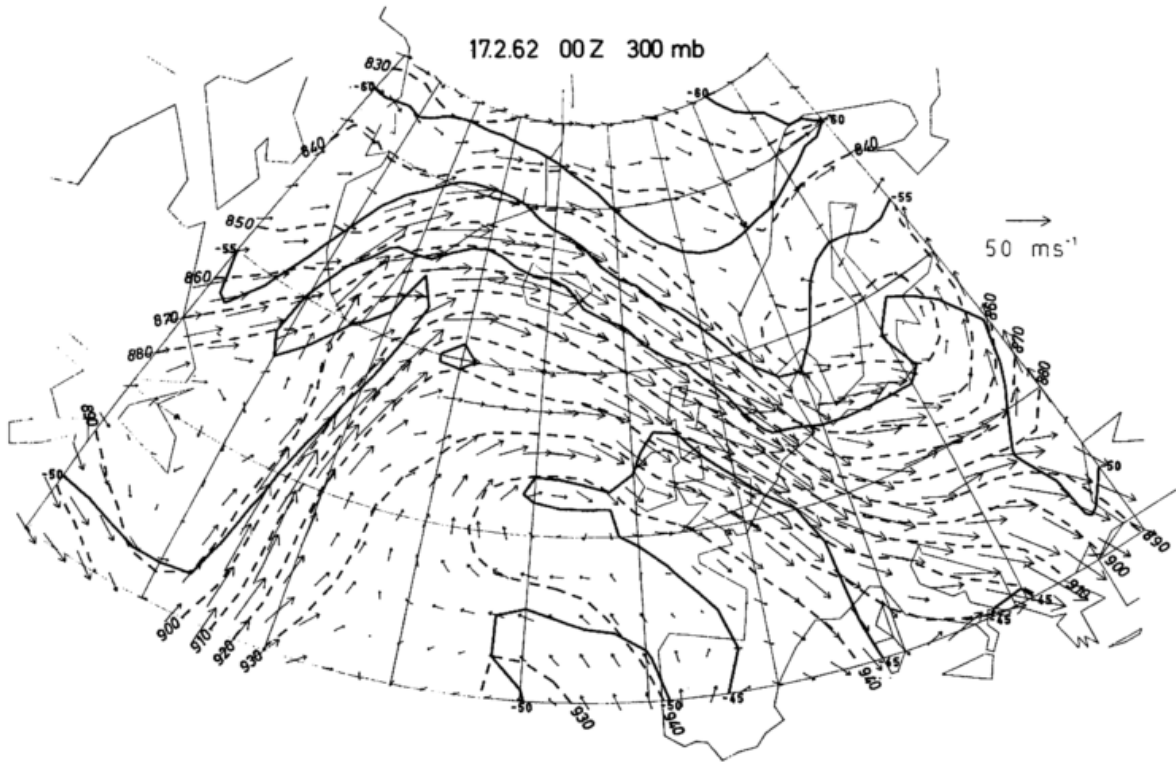


Abb. 74  
300-mb-Fläche für den 17. 2. 62, 00 GMT

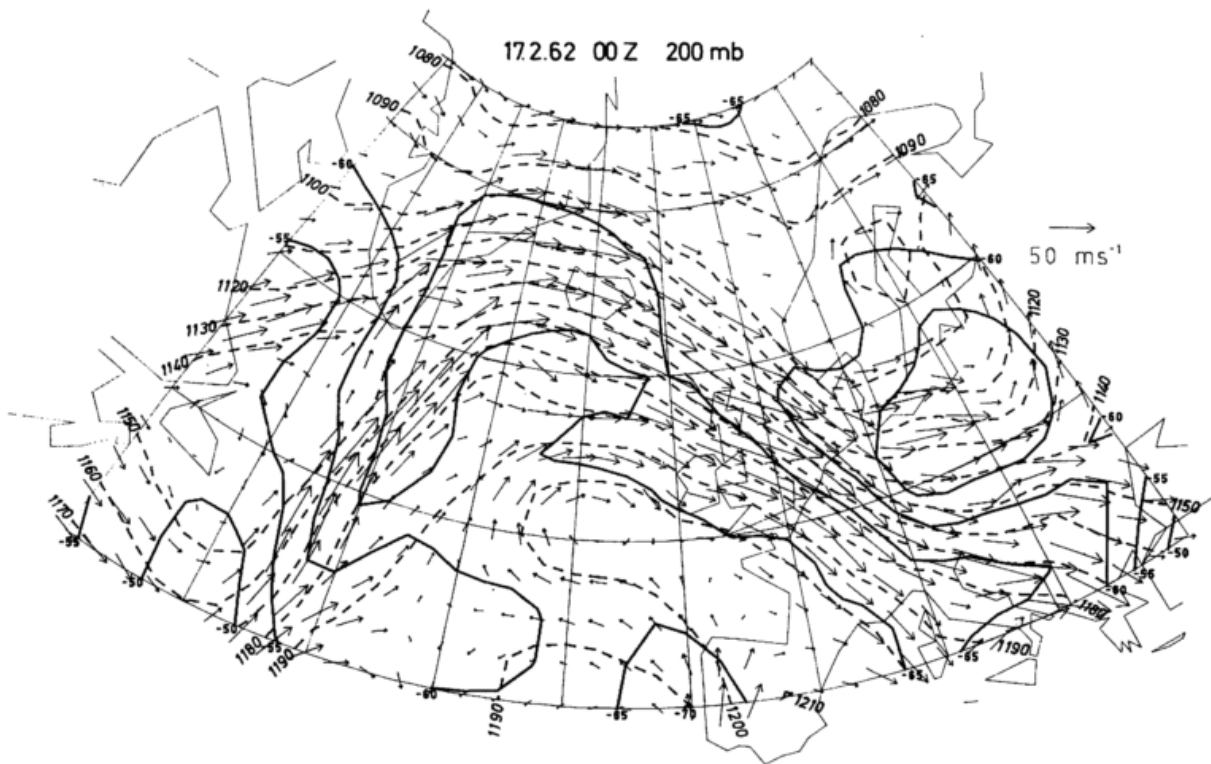


Abb. 75  
200-mb-Fläche für den 17. 2. 62, 00 GMT

### 3.7.5. Die Polar- und Subtropenfront und ihre räumliche Gestalt (Abb. 76 und 77)

Die Polarfrontfläche (Abb. 76) läßt durch eine starke Trogbildung über Europa den Kaltluftvorstoß nach SE deutlich werden. Besonders steil geneigt ist sie dabei an der Ostseite. Über dem Kerngebiet der Zyklone und nördlich davon beobachtet man eine vom Erdboden abgehobene Schale, die oberhalb von etwa 600 mb von gemäßigter warmer Luft der mittleren Breiten erfüllt ist (Okklusionsprozeß).

An der Westflanke ist die polare Kaltluft durch einen wesentlich weniger, nur oberhalb 500 mb steiler geneigten Polarfrontabschnitt gegen die wärmeren Luftmassen im Süden abgegrenzt, wobei - wie die Abb. 77 erkennen läßt - dort auch die Subtropenfront mit nicht zu steiler Neigung südwestlich der Polarfront oberhalb etwa 700 mb aufragt. Auch reicht die Subtropenfront mit mäßiger Neigung über Italien und dem Balkan ostwärts und überdeckt dort den ebenfalls mäßig geneigten Warmfrontabschnitt der Polarfront (siehe Abb. 76).

Die Tropikluft gelangt in einem relativ schmalen Einzugsgebiet nur oberhalb 700 mb bei 40° W von Süden

her bis oberhalb des Warmsektors der Störung bei Grönland, während sie die nachfolgende Wellenstörung kaum noch überdeckt. Dort beobachtet man (Abb. 76) westlich dieser beiden Störungen eine mäßige Polarfrontneigung, und daher dringt polare Kaltluft nur in einer seichten Grundschrift seewärts vor.

Im Gebiet westlich von Spanien umgrenzt die Subtropenfrontfläche kegelförmig aufragend kältere Luft.

### 3.7.6. Die Tropopause (Abb. 78)

Die Darstellung auf Abb. 78, die über die Meridiane 60° W bzw. 30° E eine Auswertung erfahren hat, gibt nun umfassend Auskunft über den Verlauf der obersten Begrenzungen von Polar- und Subtropenfront sowie über die Höhe und Temperatur der Tropopause.

In Fortführung des gleichartigen Bildes für den Vortermin (siehe Abb. 67) zeigt der damals relativ einfache Verlauf der oberen Polarfront eine starke Verwirbelung über Skandinavien und Nordosteuropa. Einerseits findet man oberhalb des inzwischen explosionsartig nach Südosten vorangekommenen Kälteausbruchs die warme Polare Tropopause (PT) in tiefer Lage zum Teil unter

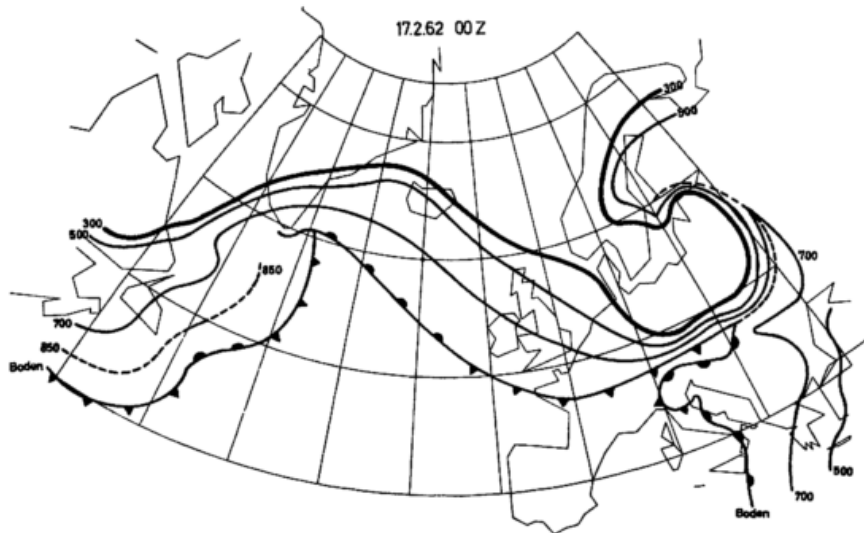


Abb. 76  
Der Verlauf der Polarfront am Boden, in 700, 500 und 300 mb für den 17. 2. 62, 00 GMT

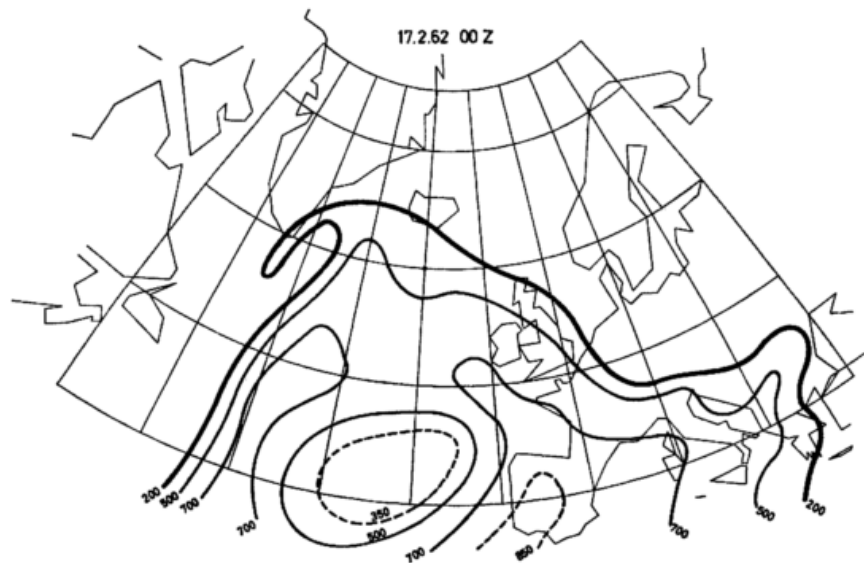


Abb. 77  
Der Verlauf der Subtropenfront in 700, 500 und 200 mb für den 17. 2. 62, 00 GMT

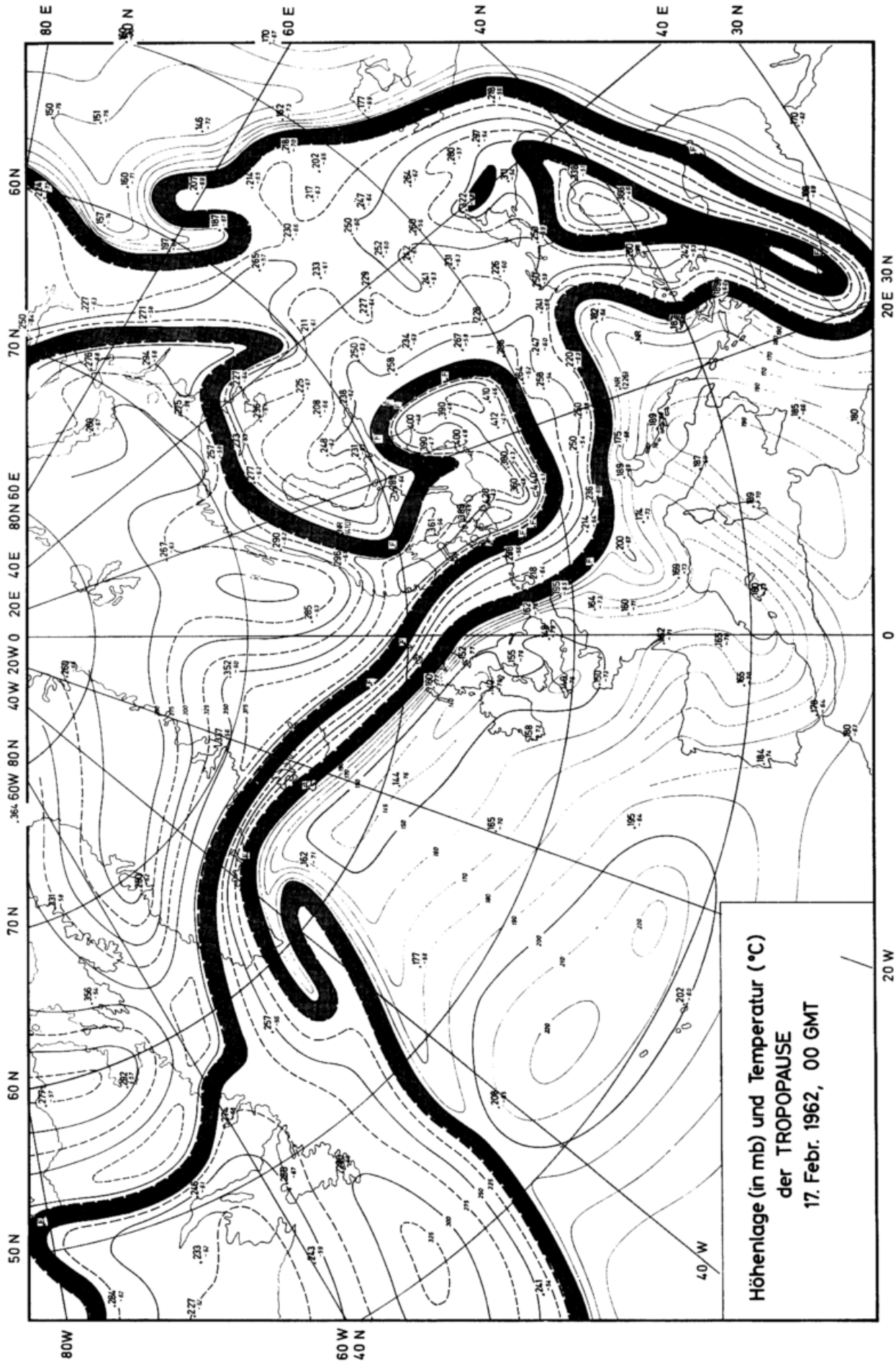


Abb. 78 Die Höhenlage (in mb) und Temperatur (in °C) der Tropopause für den 17. 2. 62, 00 GMT

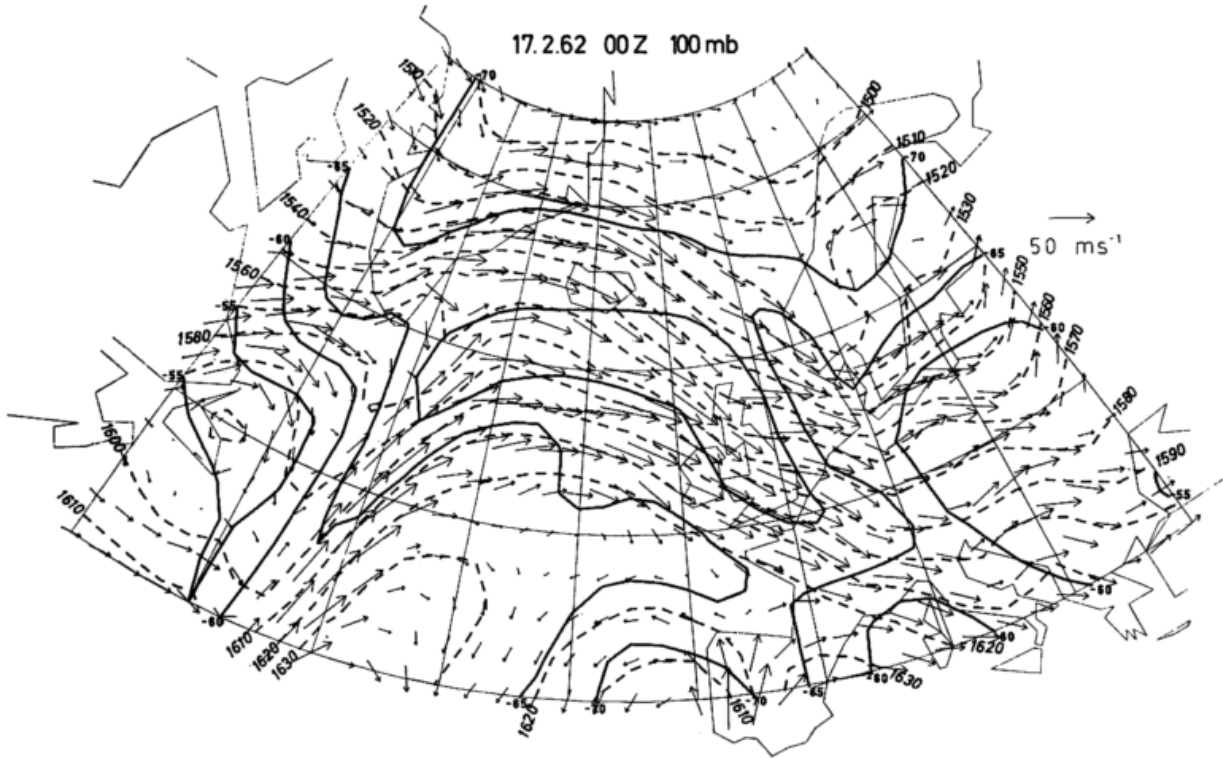


Abb. 79  
100-mb-Fläche für den 17. 2. 62, 00 GMT

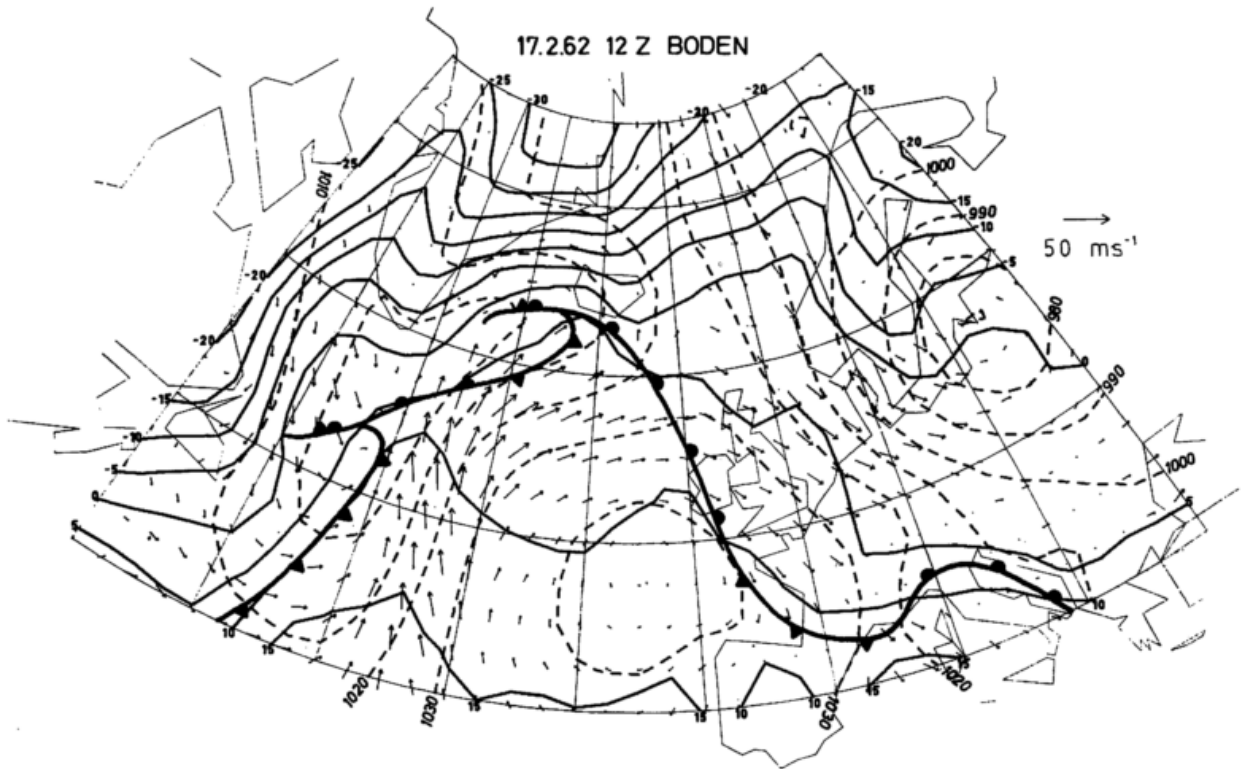


Abb. 80  
Bodenkarte für den 17. 2. 62, 12 GMT

400 mb speziell südlich des Sturmwirbels über den Baltischen Staaten. Andererseits stellt sich über der nördlichen Ostsee bzw. über Finnland nördlich des Sturmwirbels oberhalb der vom Erdboden abgehobenen wärmeren gemäßigten Luft die Tropopause der mittleren Breiten in Höhen zwischen 290 und 210 mb relativ kalt ein. Sonst ist, wie schon früher oft erwähnt, die polare Tropopause talartig knapp nördlich der Polarfront eingesenkt mit Ausnahme der nordöstlichsten Breiten, wo sie wenig klar definiert ist und nur durch einen Knick im vertikalen Temperaturgradienten feststellbar wird, da die Temperatur mit zunehmender Höhe sich weiter und weiter als Folge fehlender Einstrahlung erniedrigt.

Die Tropopause der gemäßigten Breiten (MT) ist über weiten Regionen zwischen den Frontverläufen auffindbar, einmal bei Neufundland, zum anderen über Rußland und rund um den langgestreckten Bereich mit polarer Tropopause im Südosten des Bildes herum, dessen Schwerpunkt jetzt über der Südküste des Schwarzen Meeres liegt (375 mb).

Südlich des Subtropenfrontverlaufes findet sich die sehr kalte tropische Tropopause (TT 2) in Höhen zwischen 190 und 140 mb. Sie ist bandartig am höchsten südlich der Front. Ähnlich nordwärts ausgreifend wie westlich von Island, stellt man diese Tropopause auch am Ostrand des Bildes über Rußland - mehrfach belegt durch russische Radiosondenstationen - fest. Die einzige Ausnahme in diesem Verhalten ist der Bereich nördlich der Azoren, wo sie sich oberhalb des troposphärischen Kälterestes bis 220 mb absenkt.

### 3.7.7. Das Druckniveau 100 mb (Abb. 79), untere Stratosphäre

Auch in der unteren Stratosphäre (ca. 16 km Höhe) konvergieren ähnlich wie in den Abb. 74 und 75 für 9 bzw. 12 km Höhe zwei Luftströme im Westen der Abb. 79; und ein breites Stromband mit relativ noch hohen Geschwindigkeiten überquert Island und England sowie die Nordsee landeinwärts und divergiert über dem SE-Teil des Bildes.

Warme Stratosphärentemperatur im Südwesten und Südosten mit einem warmen Ausläufer nach Südnorwegen hin sind als die stratosphärische Kompensation für troposphärisch kalte Temperaturen darunter deutbar. Wieder beobachtet man über oder südlich der Achse des Subtropenjets in 200 mb (siehe Abb. 77) die ebenfalls bandartig organisierten kältesten Stratosphärentemperaturen ( $< -70^{\circ}\text{C}$ ) und gleich kalte 100-mb-Temperaturen über den nördlichen Breiten als Folge der Polarnacht.

## 3.8. 17. Februar 1962, 12 GMT

### 3.8.1. Erdboden (Abb. 80)

Die Bodenkarte zeigt den Sturmflutwirbel mit Kern über dem Meerbusen von Riga (Kerndruck = 966 mb). Die Sturmzyklone hat sich daher in den vergangenen 12 Stunden unter Druckanstieg von 16 mb / 12 Stunden oder 1,33 mb/h stark aufgefüllt. Bei reduzierter Fortbewegung verlagerte sich der Kern in den vergangenen 12 Stunden um 310 km südsüdostwärts, was einer mittleren Fortpflanzungsgeschwindigkeit von 25,8 km/h oder 7,2 km/s gleichkommt. Aus dem Luftdruckfeld am Erdboden ersieht man die Auflockerung der seitlichen Druckgegensätze über der Nordsee nach Norden hin. Daher ist die Hauptsturmphase überschritten und, obwohl der Bodenwind aus NW noch erhebliche Stärke aufweist, ist er verglichen mit dem Vortermin schon abgeschwächt.

Die zugehörige Kaltfront zog mit beträchtlicher Geschwindigkeit nach Süden bzw. SE weiter und hat Griechenland erreicht (siehe dazu Abb. 87), wobei eine

warmfrontartige und wellenförmige Verformung über der Adria und Norditalien, noch auf Abb. 80 erkennbar, zum weiteren Bodenkaltfrontabschnitt über Südfrankreich und der Biskaja überleitet.

Die westatlantische Störung verlagerte sich in den vergangenen 12 Stunden ENE-wärts und erreichte das Seegebiet wenig südwestlich von Island. Weiter okkludiert, füllte sie sich auf einen Kerndruck von 995 mb mit 5 mb/12 Stunden auf. Ihre mittlere Fortpflanzungsgeschwindigkeit, obwohl ebenfalls verlangsamt, betrug doch noch 45,8 km/h.

Die ihr nachfolgende Wellenstörung verlagerte sich mit etwa derselben Wanderungsgeschwindigkeit von 46,2 km/h mit Kurs nach Norden, wobei sich ihr Kerndruck von 992 mb am 17. Februar, 00 GMT, um 3 mb/12 Stunden etwas erniedrigte, so daß der Kerndruck jetzt 989 mb beträgt. Beide Störungskerne umgibt ein großräumig ausgedehntes gemeinsames Tiefdruckgebiet, das den westlichen Nordatlantik überdeckt. Ein weiterhin sehr geschwindigkeitshoher Luftstrom aus südlicher Richtung liefert die warme Luftzufuhr in die Warmsektorbereiche beider Störungen hinein. An der langgestreckten Warmfront von Island bis zum Westausgang des englischen Kanals gleitet die zugeführte Warmluft über die östlich vorhandene polare Kaltluft auf.

### 3.8.2. Die Druckniveaus 850 und 700 mb (Abb. 81 u. 82), untere Troposphäre

Der Schnitt der Polarfront mit diesen beiden Druckflächen ist für das 850-mb-Niveau etwa durch die Isotherme  $-6^{\circ}\text{C}$  und für das 700-mb-Niveau durch die Isotherme  $-13^{\circ}\text{C}$  festgelegt. Somit erkennt man das weitere Vorankommen der polaren Kaltluft über Europa nach Süden bis zu den Alpen und zum Balkan. Oberhalb des Kerns der Sturmflutzyklone findet man genau vertikal darüber auch bis 3 km Höhe ein in sich geschlossenes zyklonal umströmtes Wirbelzentrum, an dessen Westflanke genau wie am Erdboden noch starke NW-Winde bis 3 km Höhe vorherrschen. Das Hauptsturmfeld verschiebt sich aber ostwärts und landeinwärts und über der nördlichen Nordsee verliert der Wind bereits deutlich an Stärke. Vom Nordmeer bis zur mittleren Nordsee sinkt die Kaltluft dabei mit 3 bis 4 cm/s kräftig ab, auch von der südlichen Ostsee bis zu den Alpen ist das gleiche der Fall. Nur über der südlichen Nordsee und dem Norddeutschen Küstengebiet wird die über der Nordsee erwärmte Kaltluft gegen sehr kalte Festlandsluft advectiert, und somit tritt dort eine Zelle mit Aufsteigen in Erscheinung (2 bis 3 cm/s). Die große Gebirgsbarriere der Alpen steht der Anströmung aus NW in der unteren Atmosphäre als Hindernis im Wege und der Strom weicht divergierend nach beiden Seiten aus, wobei ein Teilzweig über die Südküste Frankreichs ins westliche Mittelmeer eindringt (Düsenwinde, Mistral), während der andere Teilzweig über den Balkan nach SE weiterverläuft.

Wie am Erdboden, so strömt auch in der unteren Troposphäre von Süden her die warme Luft über dem mittleren Atlantik, zum Teil noch ageostrophisch und mit großer Stärke nordwärts und gleitet sowohl an der Warmfront mit Wellenstörung als auch an der Warmfront der isländischen Störung kräftig mit 4 bis 5 cm/s auf. Die Kerne dieser beiden Tiefdruckgebiete am Erdboden sind in der unteren Troposphäre als gemeinsames Depressionsgebiet in 1,5 km Höhe noch erkennbar, aber in 3 km findet sich nur ein schmaler Höhentrog mit Trogachse entlang des Meridians  $43^{\circ}\text{W}$ . Also sind beide Störungen keine hochreichende Wirbelstörungen. Von Westen her gelangt polare Kaltluft in einer nur flachen Grundsicht in die Rückseiten beider Depressionen (siehe dazu auch Abb. 87).

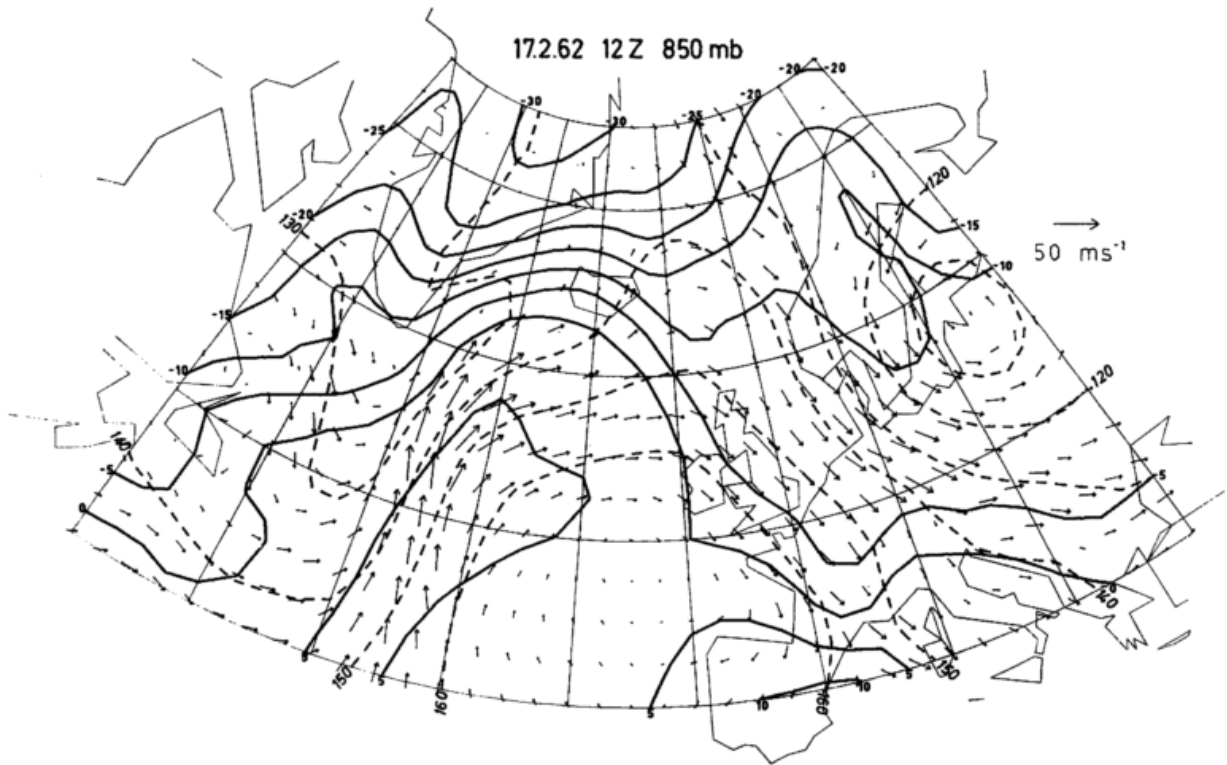


Abb. 81  
850-mb-Fläche für den 17. 2. 62, 12 GMT

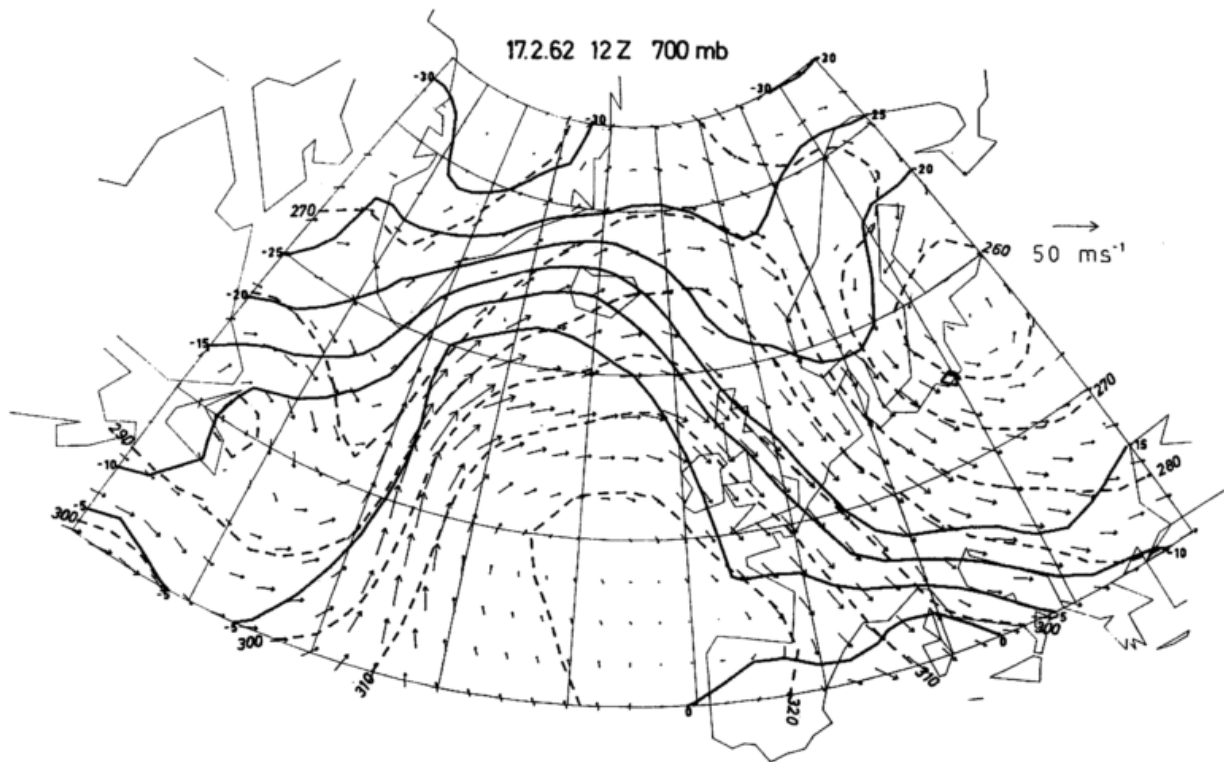


Abb. 82  
700-mb-Fläche für den 17. 2. 62, 12 GMT

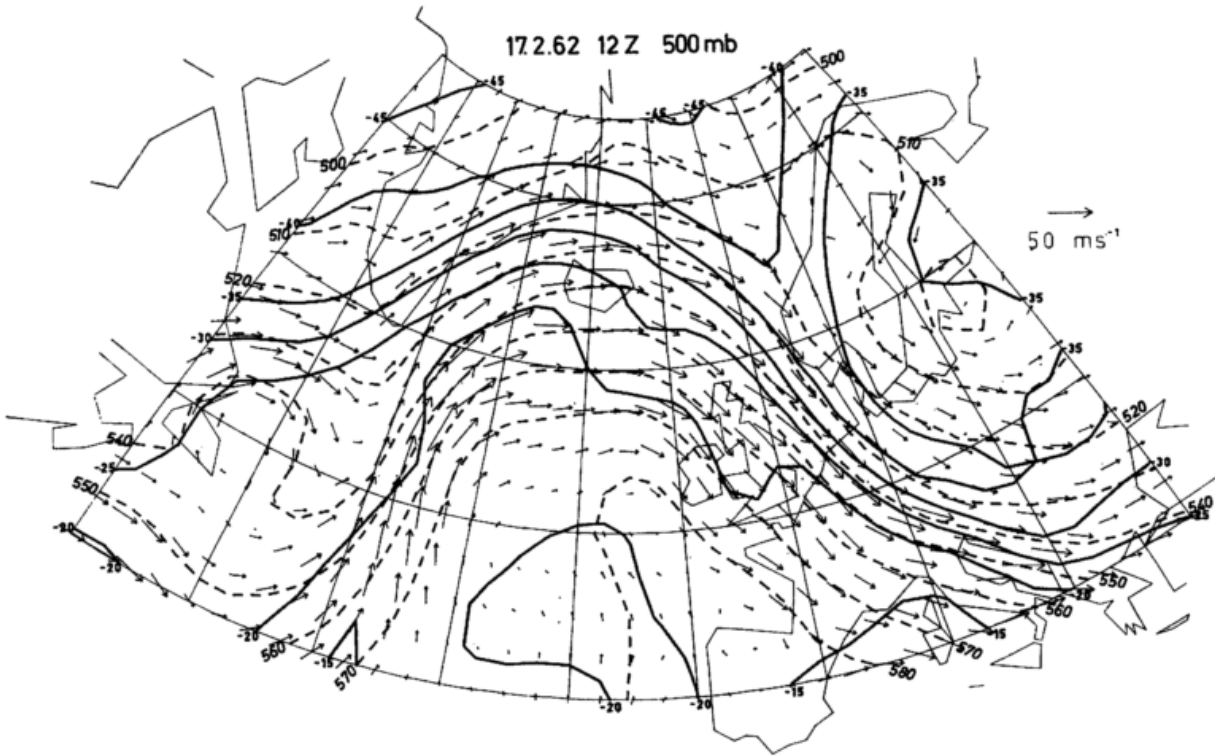


Abb. 83  
500-mb-Fläche für den 17. 2. 62, 12 GMT

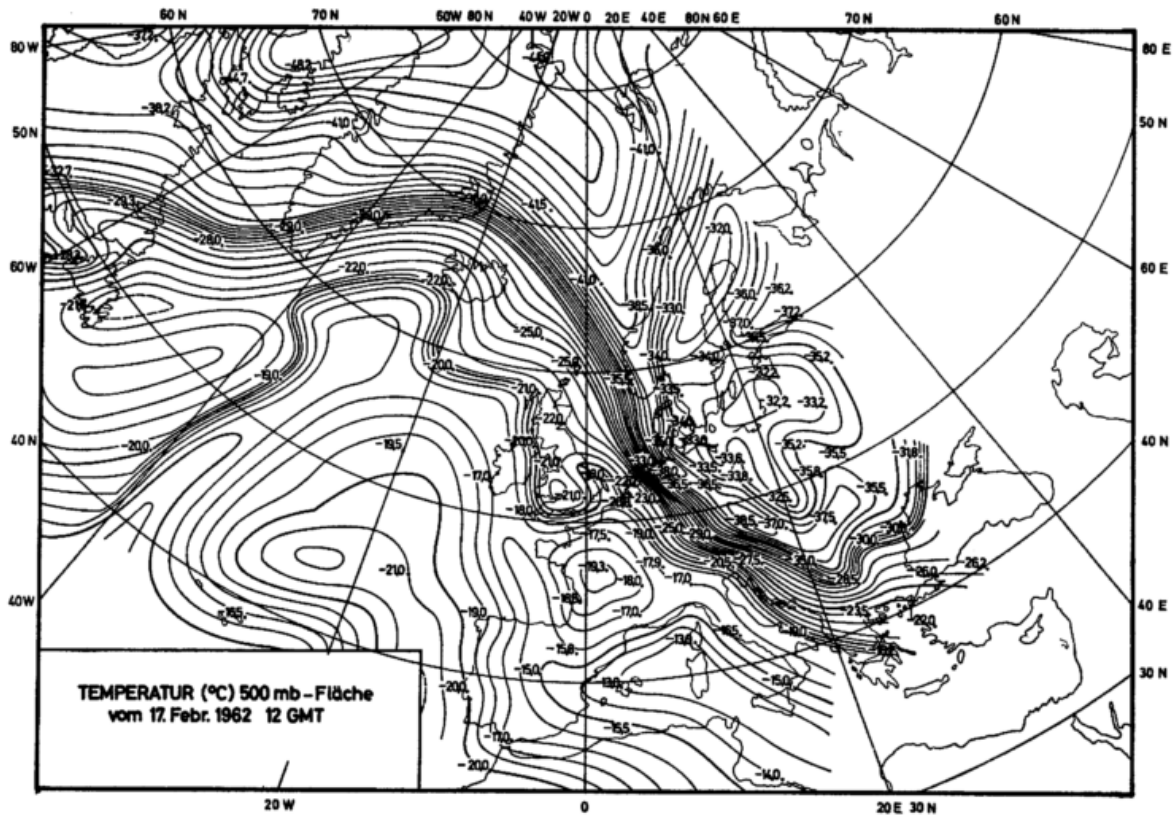


Abb. 84  
Temperatur-Handanalyse der 500-mb-Fläche  
für den 17. 2. 62, 12 GMT

### 3.8.3. Das Druckniveau 500 mb (Abb. 83 und 84), mittlere Troposphäre

Der Verlauf der Polarfront ist in Abb. 84 deutlich durch die Isothermendrängung zwischen  $-29$  und  $-34^{\circ}\text{C}$  erkennbar. Die Trogausweitung nach Süden über Europa wird durch dieses Bild besonders ersichtlich. Eng angelehnt und östlich der Polarfront erkennt man die Kältezunge, die vom Nordmeer über Dänemark hinweg bis zum nördlichen Balkan verfolgt werden kann. Nördlich des Schwarzen Meeres läßt sich diese Kältezunge, nach Norden umbiegend, bis Finnland weiter verfolgen, was später durch die Auslegung der polaren Tropopause (siehe Abb. 89) noch deutlicher als durch Abb. 84 ersetzbar wird. Im umgekehrten Sinn kann man auch die nördlich des Wirbels gehobene gemäßigte Warmluft über Nordskandinavien südwärts bis zur südlichen Ostsee und weiter landeinwärts erkennen ( $> -33^{\circ}\text{C}$ ). Diese Einwirbelung des Temperaturfeldes in der mittleren Troposphäre ist äußerst interessant und hat natürlich auch Konsequenzen für die Vertikalbewegung, da dadurch örtliches Aufsteigen innerhalb der Kaltluft erzwungen wird (Advektion etwas wärmerer gegen kältere Luft). Dadurch findet sich die Warmluft an der Rück- oder Westseite, die Kaltluft an der Vorder- oder Ostseite des Wirbels.

Die Subtropenfront ist in Abb. 84 durch den Temperaturübergang bei  $-22$  bis  $-18^{\circ}\text{C}$  erkennbar. Sie verläuft von Griechenland bis England nahe der Polarfront, separiert sich über dem Kanal von dieser und umgrenzt südlich von Island eine Tropikluftschale oberhalb der Bodenstörung. Schließlich verläuft sie bei  $40^{\circ}\text{W}$  südwärts und trennt die reine Tropikluft von der im Westen mit westlichen und südwestlichen Winden zufließenden kälteren gemäßigten Luft. Über Neufundland findet sich ein Rest fast tropisch warmer Luft, der schon beim Vortermin besprochen wurde und im Windfeld (Abb. 83) antizyklonisch als kleine Zelle umströmt wird.

Immer noch, jetzt schon seit Tagen, hält sich umgeben von reiner Tropikluft ein Teilgebiet mit kühlerer Luft über dem mittleren Atlantik westlich von Spanien.

### 3.8.4. Die Druckniveaus 300 und 200 mb (Abb. 85 und 86), Niveaus des polaren und subtropischen Strahlstroms

Ähnlich wie am 17. Februar, 00 GMT, sind im Strom- und Höhenfeld der Abb. 85 und 86 jeweils beide Strahlströme gut auszumachen, obwohl der polare Jet seine maximale Stärke in ca. 9 km Höhe (300 mb), während der subtropische Jet hingegen erst 3 km höher (200 mb) volle Intensität erreicht. Tröge im Westen und Osten der Bilder und ein verstärkter Wellenrücken im Feld der geopotentiellen Höhe über dem Atlantik kennzeichnen die wieder stark mäandrierende Höhenstömung. Polar- und Subtropenstrahlstrom sind im Westen stark voneinander separiert und konvergieren erst etwa über der Südspitze von Grönland. Von dort grenzen sie nahe aneinander, umrunden gemeinsam den atlantischen Wellenrücken antizyklonal und verlaufen von Island bis zum Balkan als seitlich breite und geschwindigkeitshohe Strahlströmung südostwärts.

Der Wellenrücken ist dabei im 300-mb-Niveau (Abb. 85) relativ warm, speziell südlich der Achse des Subtropenjets (siehe Wärmezunge bei  $30$  bis  $35^{\circ}\text{W}$  mit Temperaturen  $> -45^{\circ}\text{C}$ ) und über Frankreich bzw. dem westlichen Mittelmeer. Die Tröge sind relativ kalt ( $< -50$  bis  $-55^{\circ}\text{C}$ ), wobei im Westen zwischen den separierten Jetströmungen zwei Wirbelgebiete, ein antizyklonal westlich Neufundlands und ein zyklonal umströmtes im Süden davon im Windfeld markant in Erscheinung treten. Die Kältezunge über der Ostsee, nach Süden hin auslaufend, zeigt innerhalb des europäischen Troges in ihrem Südteil und Ostteil beginnende Erwärmung dort, wo die Tropopause unter 300 mb absinkt und warme stratosphärisch deutbare Temperaturen oberhalb von ihr ins Spiel kommen. Eigentlich markiert die spitz auslaufende Kältezunge westlich des Wirbelzentrums jenen Bereich, wo unterhalb in der Troposphäre warme Luft um das Zentrum des Wirbels herum südwärts advektiert wurde.

Gänzlich gegensätzlich ist die Temperaturverteilung in der 200-mb-Fläche (siehe Abb. 86). Jetzt sind in 12 km

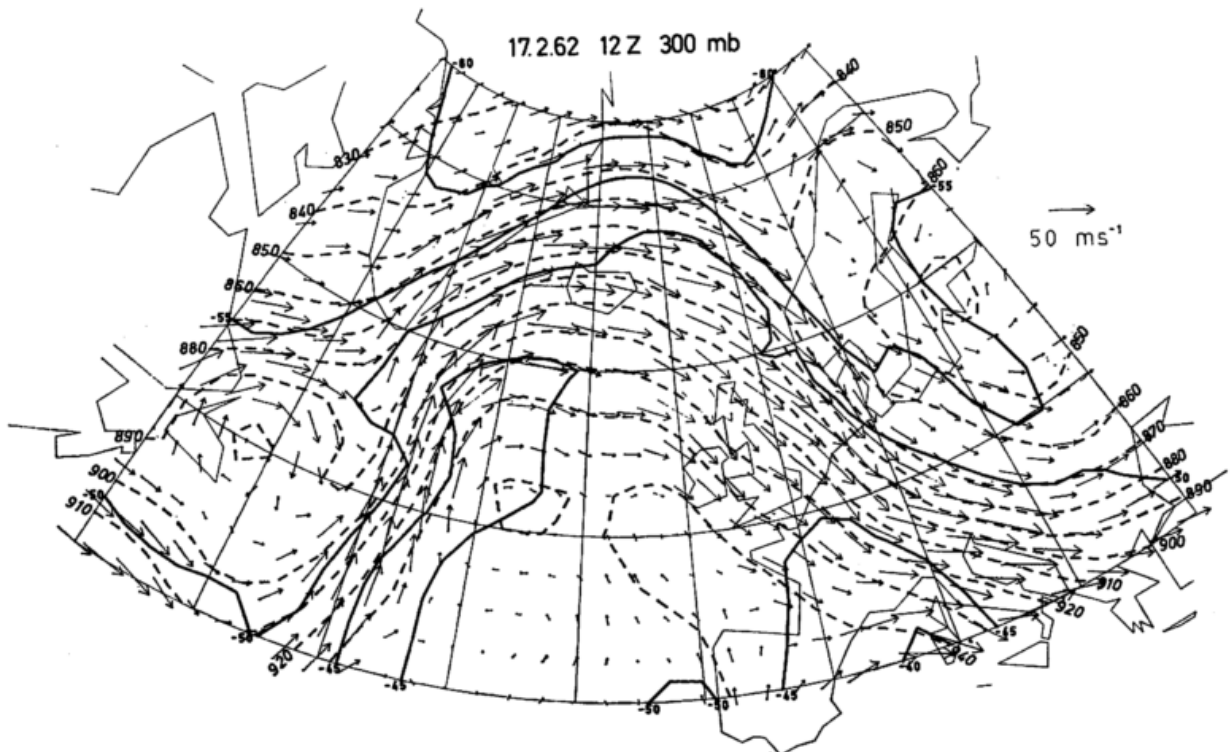


Abb. 85  
300-mb-Fläche für den 17. 2. 62, 12 GMT

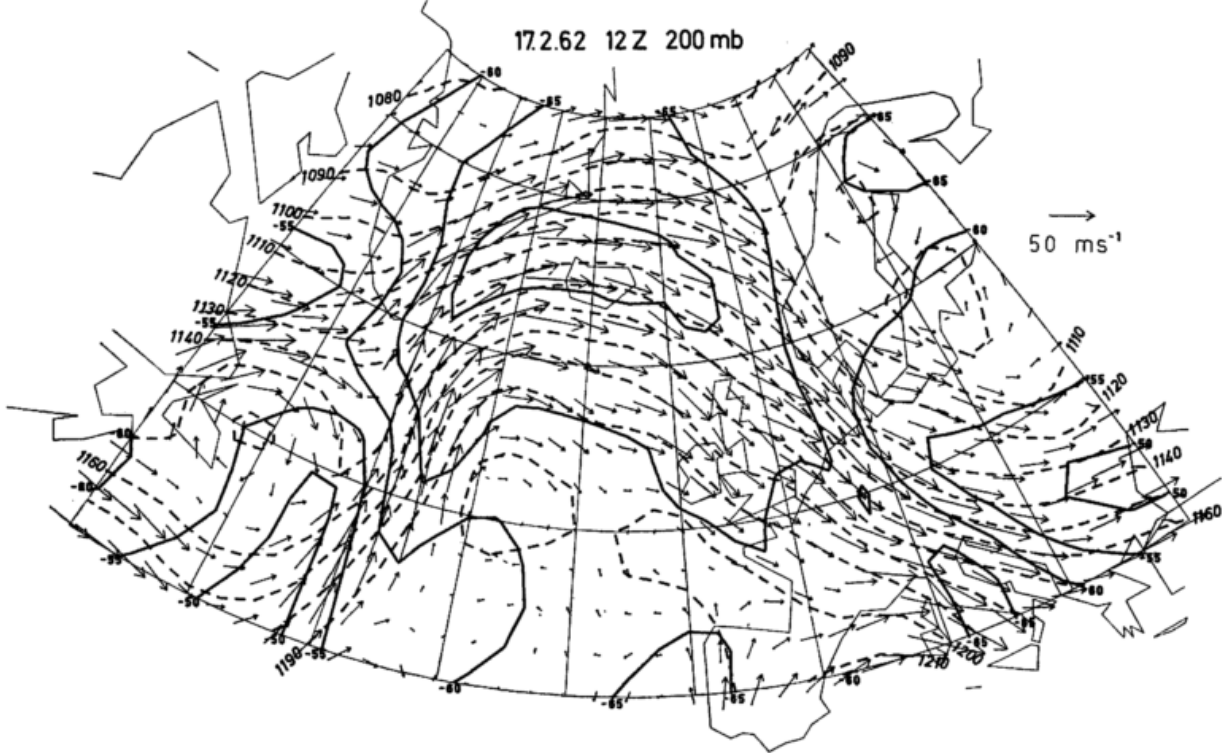


Abb. 86  
200-mb-Fläche für den 17. 2. 62, 12 GMT

Höhe die Tröge stratosphärisch warm ( $> -50^{\circ}\text{C}$ ) und der Wellenrücken sehr kalt ( $< -70^{\circ}\text{C}$ ). Südlich der Achse des Subtropenjets treten ebenfalls kalte Temperaturen in Erscheinung.

In beiden Bildern ist ein Wirbelzentrum über dem Meerbusen von Riga mit in sich geschlossenen Höhenlinien mit Zentrum genau oberhalb des Wirbels am Boden vorhanden, was anzeigt, daß sich die gealterte Wirbelzyklone vom Erdboden bis 12 km aufwärts erstreckt mit vertikaler zentraler Wirbelachse.

### 3.8.5. Die Polar- und Subtropenfront und ihre räumliche Gestalt (Abb. 87 und 88)

Die dreidimensionale Gestaltung der Polarfront (Abb. 87) zeigt einen steil geneigten Kaltfrontabschnitt als

südliche Begrenzung des polaren Kaltluftausbruchs über dem Balkan mit Wellenbildung südlich der Alpen. Auch fließt die Kaltluft über Frankreich südsüdwestwärts. Der Warmfrontabschnitt über England sowie der Nordsee und dem Seegebiet zwischen Schottland und Island weist nur geringe Neigung auf, selbst zwischen 500 mb und 300 mb ist die Polarfront weniger steil geneigt als dies sonst der Fall ist. An der Westflanke, im Westteil der Abb. 87, ist der Anstieg der Polarfront nach Westen hin mit wachsender Höhe gering; hier dringt die Polarluft daher nur in einer seichten Grundsicht seewärts vor und gelangt in die Rückseiten der beiden atlantischen Tiefdruckgebiete. Aber oberhalb von 500 mb ragt die Polarfrontfläche hier mit beträchtlicher Neigung empor.

Die Abb. 88 zeigt die dreidimensionale Form der Subtropenfront. Aus ihr wird deutlich, daß der Zustrom

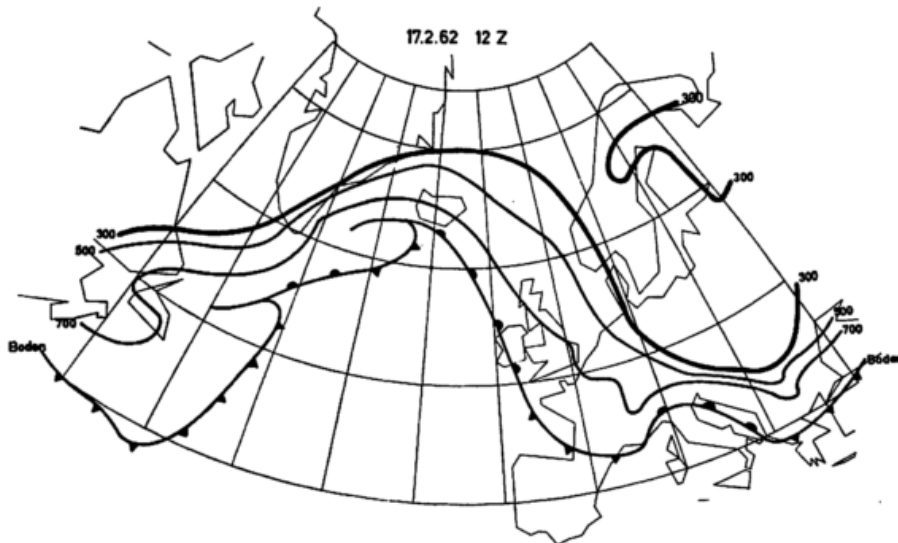


Abb. 87  
Der Verlauf der Polarfront am Boden, in 700, 500 und 300 mb für den 17. 2. 62, 12 GMT

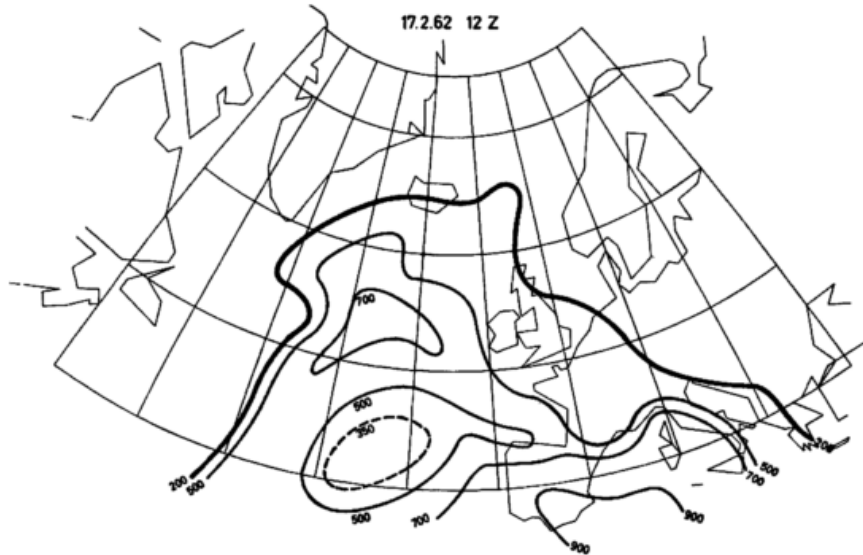


Abb. 88  
Der Verlauf der Subtropenfront in 900, 700, 500 und 200 mb  
für den 17. 2. 62, 12 GMT

reiner Tropikluft von Süden her zwischen 30 und 40° W nurmehr oberhalb von 5,5 km Höhe (500 mb), d. h. recht bodenfern stattfindet. Nur über dem zentralen Atlantik senkt sich die Subtropenfrontfläche noch in einem inneren Kern bis 700 mb (3 km Höhe) ab, während sie südlich davon den seit Tagen existenten Kaltluftdom kegelförmig aufragend umgrenzt. Weiter erkennt man die Überlagerung der Welle über Italien ober 700 mb (ca. 3 km Höhe) durch reine Tropikluft.

### 3.8.6. Die Tropopause (Abb. 89)

Den Verlauf der obersten Frontgrenzen von Polar- und Subtropenfront zusammen mit einer Analyse der Tropopausenhöhe und Angaben über die Tropopausen-temperatur zeigt die Abb. 89.

An der Ostflanke der starken Trogausweitung der Polarfront über Europa erkennt man an Hand dieses Bildes die weit fortgeschrittene Einwirbelung von polarer und gemäßigter Luft. Der Wirbel hatte, wie früher gezeigt wurde, sein Zentrum über dem Meerbusen von Riga. Über Nordfinland und Mittelschweden greift in höheren Schichten die gehobene wärmere gemäßigte Luft mit höher gelegener mittlerer Tropopause (MT) nördlich des Wirbels herum, und man findet eine bandartige Verlängerung über die mittlere Ostsee hinweg bis südlich von Riga mit Tropopausenhöhen um 300 mb. Dagegen beobachtet man innerhalb der trogartigen Ausbuchtung eine polare Tropopause (PT), tiefer als 350 mb, die bandartig mit dem Frontverlauf den Trog umläuft und ihre tiefste Lage östlich von Riga und speziell nördlich davon über Südfinnland (tiefer als 400 mb und mit Temperaturen wärmer als -50° C) einnimmt. Hier umläuft die kalte Polarluft spiralförmig in der Troposphäre (siehe Abb. 84) den Wirbelkern und gelangt ostwärts herum bis an die Nordseite desselben.

Über Mittelnorwegen verbleibt nur eine schmale Verbindung mit tief gelagerter polarer Tropopause, so daß auch hier bald eine Loslösung der europäischen Kältemasse von ihrer polaren Quellmasse eintreten wird ("cut off"-Prozeß). Auch über Kanada löst sich in ähnlicher Weise eine troposphärische polare Kältemasse südöstlich der Hudson Bay von ihrem polaren Kältereservoir.

Weite Bereiche mit der Tropopause der gemäßigten Breiten (MT) in Höhen zwischen 290 und 210 mb im West- und Ostteil der Abb. 89 sind dort zu finden, wo die Polarfront von der Subtropenfront separiert ist. Da-

bei liegt sie bei Neufundland etwas höher, da hier Reste tropischer Warmluft zurückgeblieben sind, die ehemals der okklusionsartigen Verschleifung der Subtropenfront entstammen, welche jetzt noch nördlich von Island erkennbar ist.

Südlich davon geht sie auf tiefere Höhenlage trichterförmig herab oberhalb troposphärisch in der untersten Schicht zufließender polarer Kaltluft aus SW an der Rückseite der Wellenstörung.

Über dem östlichen Mittelmeer ist bei Cypern noch der alte Kaltluftrest mit tiefer polarer Tropopause erkennbar.

Im Bereiche südlich des Subtropenfrontverlaufes stellt man wieder die hochgelegene und kalte tropische Tropopause fest (TT 2). Sie ist bandartig mit dem Frontverlauf parallel und südlich von ihm am höchsten und am kältesten (stellenweise höher als 150 mb und kälter als -70° C).

Nur nordwestlich der Azoren geht sie über dem troposphärischen Kältegebiet auf 220 mb herab.

### 3.8.7. Das Druckniveau 100 mb (Abb. 90), untere Stratosphäre

In der unteren Stratosphäre (16 km Höhe) ist das Stromfeld im West- und Ostteil der Abb. 90, also über den Wellentrögen, weitgehend desorganisiert, speziell über den Südwest- bzw. SE-Ecken des Bildes, dort, wo stratosphärische Wärmeinseln vorhanden sind. Bei derjenigen über dem Balkan ändert der NW-Strom, der ganz Westeuropa überweht, zusammen mit dem Höhenfeld seine Richtung un stetig und überquert den wärmeren Bereich von West nach Ost.

Im Wellenrücken ist die Stratosphärentemperatur kalt (<-70° C) und der Luftstrom seitlich sehr ausgedehnt und relativ intensiv. Auch über den hohen Breiten, wo die Temperatur von 300 bis 200 mb aufwärts abnahm, nimmt sie auch bis 100 mb weiter ab (<-70° C).

## 4. Gewinnung des Grundlagenmaterials

Wie man aus den in Abschnitt 2 wiedergegebenen Gleichungen entnehmen kann, benötigt man zur Bestimmung der einzelnen Glieder Felder der Temperatur, des Geopotentials, der Horizontal- und der Vertikalgeschwindigkeit. Als Ausgangsgrößen liegen dazu die

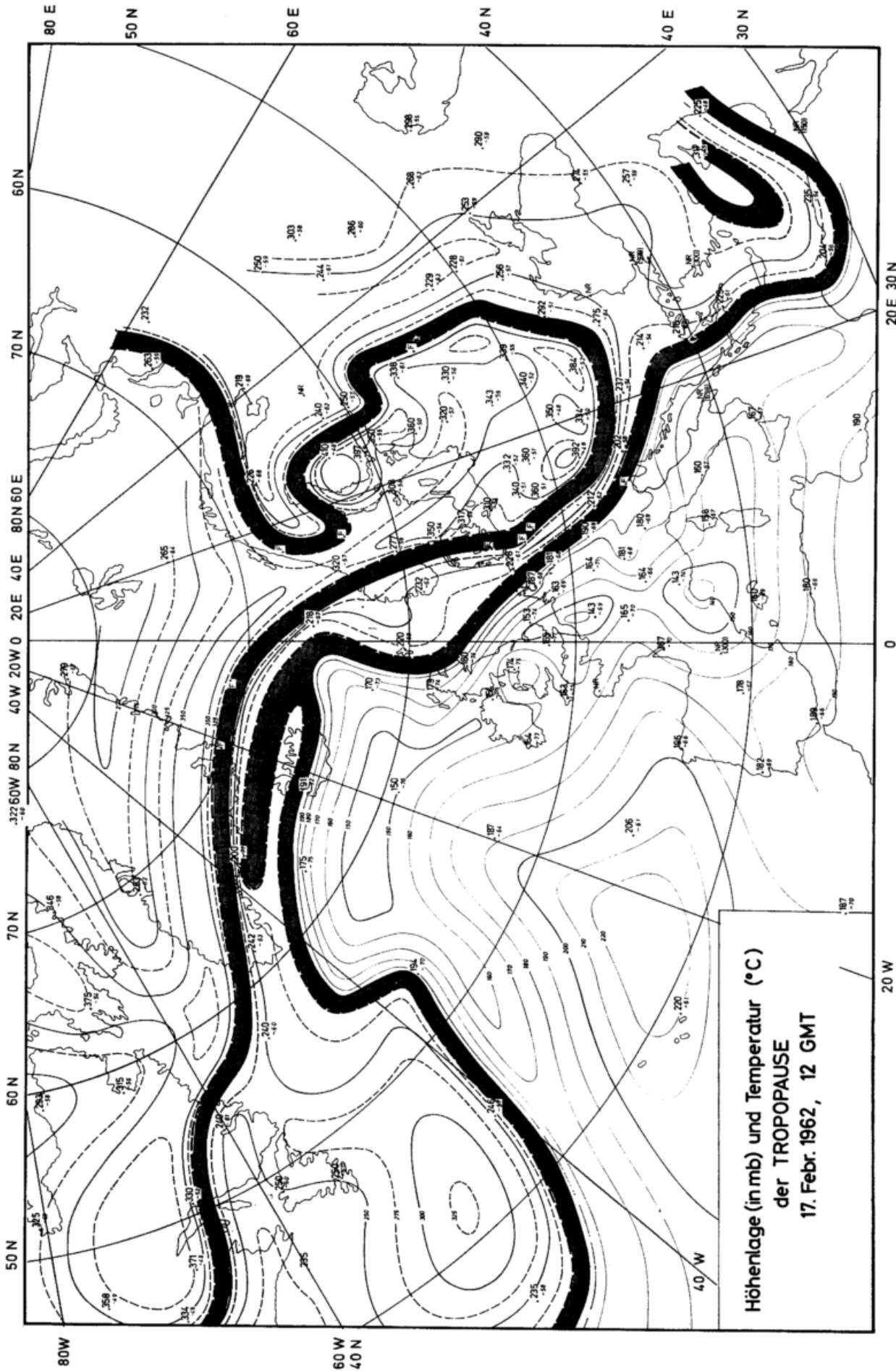


Abb. 89 Die Höhenlage (in mb) und Temperatur (in °C) der Tropopause für den 17. 2. 62, 12 GMT

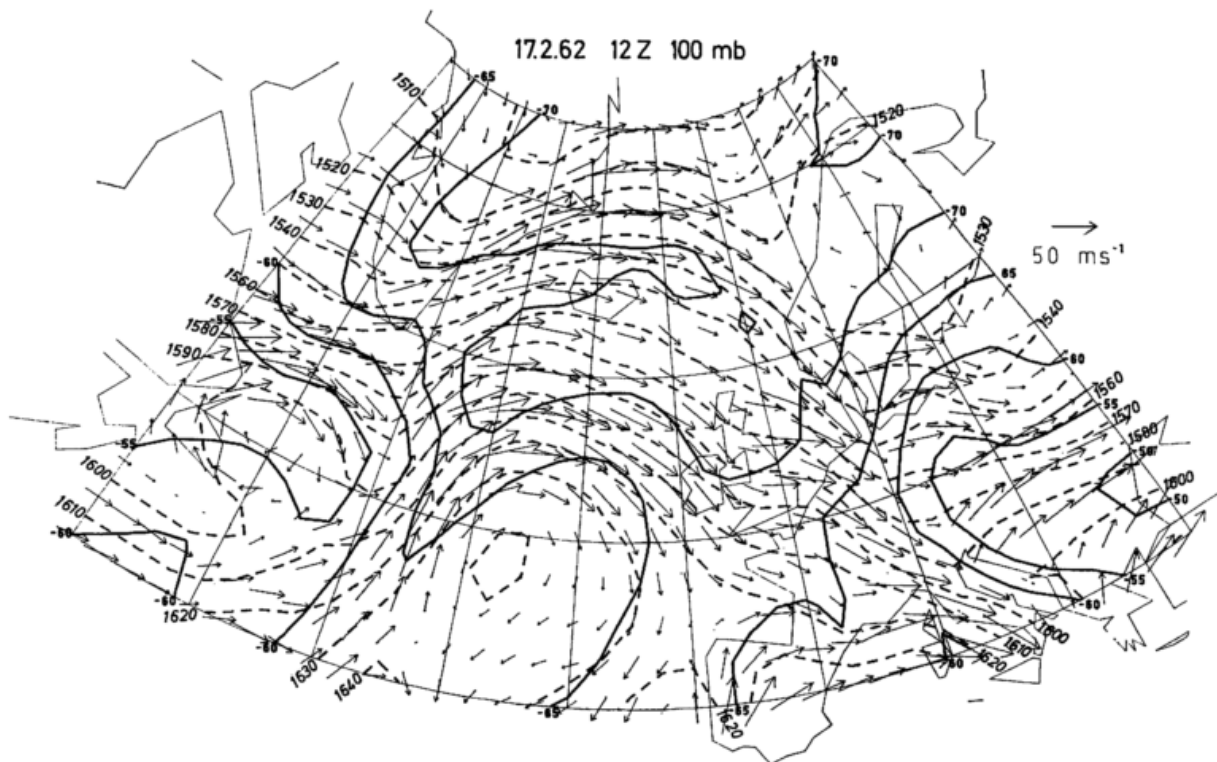


Abb. 90  
100-mb-Fläche für den 17. 2. 62, 12 GMT

in Abschnitt 3 beschriebenen handanalytischen Karten des Bodenluftdruckes und der Lufttemperatur in verschiedenen Niveaus zugrunde. Aus diesen Analysen wurden neben dem Erdboden auf jeder der zwischen 1000 mb und 100 mb liegenden 12 Flächen die Gitterwerte, die einen Abstand von 2,5 geographischen Grad in zentraler und meridionaler Richtung haben, entnommen. In dieser Weise gewann man ein Temperaturfeld, das dem handanalytischen Feld möglichst nahe kommen sollte. Es stellte sich dabei heraus, daß diese Felder vor der Weiterverarbeitung noch in vertikaler und horizontaler Richtung geglättet werden mußten.

#### 4.1. Vertikale Glättung der Temperaturfelder

Die Atmosphäre muß sich bei allen Betrachtungen im hydrostatischen Gleichgewicht befinden, da nur unter dieser Voraussetzung die übliche Darstellungsweise der hydrodynamischen Gleichungen im  $p$ -System erfolgen darf. Da sich jedoch herausstellte, daß das analysierte Temperaturfeld nicht an allen Stellen – vorwiegend der unteren Niveaus – diese Eigenschaft besaß, mußte eine entsprechende vertikale Korrektur durchgeführt werden. Eine solche Verletzung des hydrostatischen Gleichgewichts trat teilweise durch die inkonsistente Handanalyse über datenarmen Gebieten auf.

Bei trockenadiabatischen Bewegungsvorgängen (die hier nur betrachtet werden) lautet die Bedingung der vertikalen Stabilität, daß die potentielle Temperatur mit der Höhe zunehmen muß, d. h. es muß  $\frac{\partial \theta}{\partial p} < 0$  sein. Um dies zu überprüfen und gegebenenfalls eine Korrektur vorzunehmen, wurde das folgende Verfahren angewandt. Durch je drei übereinanderliegende Werte der potentiellen Temperatur  $\theta = \theta(p)$  wird eine Ausgleichsparabel gelegt. Ist sowohl im unteren Randpunkt 0 als auch im oberen Randpunkt 2 die Steigung negativ, so bedeutet dies, daß auch im ganzen Intervall 0 bis 2  $\frac{\partial \theta}{\partial p} < 0$  ist, da sich bei einer Parabel die Steigung stetig ändert. Eine Korrektur braucht also nicht durchgeführt

zu werden. Ist jedoch entweder im unteren Punkt 0 oder im oberen Punkt eine positive Steigung vorhanden, so werden alle drei  $\theta$ -Werte so abgeändert, daß der Anstieg in dem betreffenden Randpunkt genau Null wird. Dabei wird so vorgegangen, daß die Quadratsumme der Änderungen zu einem Minimum wird (GAUSSsche Methode der kleinsten Quadrate). Ist dagegen in beiden Randpunkten – und damit im ganzen Intervall – die Steigung positiv, so wird an jeder Seite ein Punkt hinzugenommen und der Ausgleich mit dem so vergrößerten Intervall wiederholt. Die Korrektur begann mit den drei untersten Werten der potentiellen Temperatur (Erdboden, 1000 und 950 mb) für jeden Gitterpunkt und wurde dann nach oben durch Weiterrücken um je zwei Niveaus fortgeführt. Dabei ist es denkbar, daß die Stabilität des unteren Intervalls wieder zerstört wird. Deshalb und um hinreichenden Abstand vom indifferenten Zustand  $\frac{\partial \theta}{\partial p} = 0$  zu wahren, erfolgt ein zweiter Durchlauf von unten nach oben. In diesem wird bei punktuellen Fortschreiten die Steigung durch einen zentrierten Differenzquotienten angenähert und durch Abänderung jeweils nur des oberen  $\theta$ -Wertes eine Mindeststabilität von  $-0,01$  grad/mb hergestellt.

#### 4.2. Horizontale Glättung der Temperaturfelder

Nähert man die Differentialquotienten in horizontaler Richtung durch zentrierte Differenzenformeln an, so ergeben Wellenlängen von zwei Gitterpunkten einen Fehler von ca. 95%, vgl. P. D. THOMPSON (30). Da diese Approximationen aber in den vorliegenden Untersuchungen benutzt wurden, hat man Verfahren entwickelt, durch das diese kurzen Wellenlängen weitgehend herausgefiltert wurden. Diese Methode beruht darauf, daß durch jeden Gitterpunkt im Innern des betrachteten Gebietes und seine 12 nächsten benachbarten Werte eine Fläche zweiter Ordnung derart gelegt wurde, daß die Quadratsumme der Differenzen an den 13 Punkten zu einem Minimum wird (GAUSSsche Methode der kleinsten Quadrate). Der Wert dieser Fläche an dem ursprüng-

lichen Gitterpunkt wurde dann als der geglättete Wert gewählt. In der Nähe der Ränder konnte man nach einem ähnlichen Verfahren dadurch glätten, daß die Zahl der Konstanten im Glättungspolynom herabgesetzt wurde.

### 4.3. Das Vertikalwindfeld

Die Temperaturfelder dienen als Grundlage für alle weiteren Untersuchungen. Zunächst berechnete man daraus die geopotentiellen Höhen hydrostatisch. Daraus erfolgte dann - wie in Abschnitt 5 ausführlich beschrieben - die Bestimmung des Horizontalwindes.

Aus diesen Daten berechnete W. MEYER (18) nach verschiedenen Methoden das Feld des „generalisierten“ Vertikalwindes  $\omega = \frac{dp}{dt}$ ; er benutzte dabei u. a. auch die sogenannte adiabatische Methode. Bei dieser wird im ersten Hauptsatz der Thermodynamik die Wärmezufuhr Null gesetzt, d. h. man setzt voraus, daß alle Bewegungsvorgänge adiabatisch ablaufen. Es soll also gelten  $\frac{d\Theta}{dt} = 0$ . Durch Umformungen erhält man daraus die Gleichung:

$$\omega = - \frac{\left(\frac{\partial \Theta}{\partial t} + v \cdot \nabla \Theta\right)}{\frac{\partial \Theta}{\partial p}} = - \frac{\left(\frac{\partial T}{\partial t} + v \cdot \nabla T\right)}{\left(\frac{\partial T}{\partial p} - \frac{R}{c_p} \frac{T}{p}\right)} \quad [14]$$

Wie man aus [14] ersehen kann, muß bei dieser Berechnungsart eine bestimmte Mindeststabilität bestehen. Diese Bedingung ist jedoch erfüllt, da sie an den Stellen, an denen sie nicht vorhanden war, durch die in Abschnitt 4.1. beschriebene Korrektur hergestellt wurde.

Es zeigte sich bei den Untersuchungen von W. MEYER (18), daß die unter adiabatischer Annahme berechnete Vertikalgeschwindigkeit die richtige Größenordnung mit dem richtigen Vorzeichen liefert. Des weiteren stellte sich heraus, daß diese Methode besser als alle anderen von ihm berechneten ist. Deshalb wird bei den vorliegenden Untersuchungen das Feld der adiabatisch bestimmten Vertikalgeschwindigkeit bei der Berechnung der einzelnen Glieder der Haushaltsgleichungen benutzt.

Betrachtet man eine in sich geschlossene Niveaufläche der Atmosphäre ohne äußeren Rand, so muß in ihr das Flächenmittel der Vertikalgeschwindigkeit auf Grund der Kontinuitätsgleichung Null sein. Bei jeder anderen Fläche mit äußeren Begrenzungsflächen kann jedoch  $\bar{\omega}^F \neq 0$  sein. In den Balancegleichungen würden dann zusätzlich noch Glieder auftreten, die  $\bar{\omega}^F$  enthalten; so würde z. B. in Gleichung [8] auf der rechten Seite noch zusätzlich  $\bar{\omega}^F \bar{\alpha}^F$  stehen. Da diese Terme nur etwas über die mit dem mittleren Heben oder Sinken verbundenen Energieumwandlungen aussagen und man deshalb keine Rückschlüsse von dem betrachteten Gebiet auf hemisphärische Vorgänge ziehen kann, muß man dafür sorgen, daß in jedem Fall  $\bar{\omega}^F = 0$  ist. Da das Gebiet, das den Gegenstand der vorliegenden Untersuchungen bildet, groß genug ist, war diese Bedingung von vornherein fast immer erfüllt. In den Fällen, in denen sie nicht erfüllt war, wurde das Vertikalgeschwindigkeitsfeld dadurch korrigiert, daß von jedem Gitterwert der von Null abweichende Mittelwert subtrahiert wurde. Durch diese Korrekturen, die in jedem Fall nur klein waren und keine grundsätzlichen Änderungen des Vertikalgeschwindigkeitsfeldes hervorriefen, wurde die Bedingung  $\bar{\omega}^F = 0$  hergestellt. Ähnliche Korrekturen wurden auch durchgeführt von R. M. WHITE und B. SALTZMAN (31), A. WIIN-NIELSEN (32) und R. M. WHITE und G. F. NOLAN (33).

Die mit der Bedingung  $\bar{\omega}^F = 0$  wegen der Gültigkeit der Kontinuitätsgleichung erhobene Forderung nach der Divergenzfreiheit des Horizontalwindes für jede in sich

geschlossene Niveaufläche wurde bei den Berechnungen des Horizontalwindes berücksichtigt (vgl. Abschnitt 5).

Damit sind alle zur Bestimmung der einzelnen Glieder der Haushaltsgleichungen notwendigen Größen bekannt.

## 5. Die Berechnung des Horizontalwindfeldes

### 5.1. Die allgemeinen Berechnungsgrundlagen und die Berücksichtigung der Beschleunigungsterme

Das errechnete Windfeld sollte in folgenden Punkten besser als ein geostrophisches Windfeld sein. Erstens sollte es Beschleunigungsterme enthalten. Zweitens mußten sowohl Terme der Bodenreibung als auch der Horizontalreibung der freien Atmosphäre berücksichtigt werden, damit die Reibung und die Reibungsdissipation berechnet werden konnten. Drittens schien es ratsam, auch die Orographie der Erdoberfläche zu berücksichtigen, die vor allem in der Nähe von großräumigen Gebirgshängen das bodennahe Windfeld modifiziert.

Von entscheidender Bedeutung für die Wahl der Berechnungsmethode war die Tatsache, daß uns auch die zeitlichen Änderungen des Geopotentialfeldes zur Verfügung standen. Nach FJÖRTOFT (35) kann man dann das Windfeld durch die Lösung eines linearen Gleichungssystems erhalten, wenn man in den Bewegungsgleichungen die räumlichen und lokalzeitlichen Ableitungen des Windes durch diejenigen des geostrophischen Windes ersetzt und bei der totalen Ableitung nach der Zeit den Coriolis-Parameter  $f$  als konstant betrachtet. HOLLMANN (36) und FJÖRTOFT (35) zeigen, daß die vernachlässigten Terme in dimensionsloser, auf 1 normierter Schreibweise gleich dem Quadrat der Rossby-Zahl sind. Beträgt die Orbitalfrequenz der Trägheitsbewegung 30% des Coriolis-Parameters, so bleibt der Fehler unter 10%.

Außerdem wurden bei dieser Windberechnung die vertikalen Beschleunigungsterme gegen die horizontalen vernachlässigt.

Sind  $v = ui + vj$  der Horizontalwindvektor,  $k$  der vertikale Einsvektor,  $\Phi$  das Geopotential,  $R_B$  und  $R_h$  die Boden- bzw. Horizontal-Reibungsverzögerung, so lassen sich die ersten beiden Bewegungsgleichungen durch eine Vektorgleichung darstellen:

$$\frac{dv}{dt} + fk \times v = - \text{grad } \Phi - R_B - R_h \quad [15]$$

Dabei soll die Bodenreibung  $R_B$  nur von dem Geopotential  $\Phi$ , der Bodenrauigkeit und der Höhe über der Erdoberfläche abhängen. Die Berechnung dieses Vektors wird im Abschnitt 5.2. dargestellt. Der Vektor der Horizontalreibung der freien Atmosphäre  $R_h$  soll außerdem noch von dem Horizontalwindvektor  $v$  abhängen. Seine Berechnung und die Art dieser Abhängigkeit wird im Abschnitt 5.3. erläutert.  $R_h = R_h(v)$  wurde nach Potenzen von  $v - v_b$  entwickelt, und die Reihe nach den linearen Gliedern abgebrochen ( $v_b$  ist der beschleunigungs- und horizontalreibungsfreie Wind):

$$R_h = R_h(v_b) + (u - u_b) \frac{\partial R_h}{\partial u} + (v - v_b) \frac{\partial R_h}{\partial v} \quad [16]$$

Die partiellen Ableitungen von  $R_h$  wurden an der Stelle  $v = v_b$  genommen.

Wenn man in Gleichung [15] die Beschleunigung und die Horizontalreibung, aber nicht die Bodenreibung wegläßt, so erhält man die Bestimmungsgleichung für den beschleunigungsfreien und horizontalreibungsfreien Wind  $v_b$ :

$$fk \times v_b = - \text{grad } \Phi - R_B \\ v_b = \frac{1}{f} k \times (\text{grad } \Phi + R_B) \quad [17]$$

$v_b$  besteht also in der freien Atmosphäre im wesentlichen aus dem geostrophischen Wind.

Schreibt man den ersten Term in [15] unter Vernachlässigung des vertikalen Beschleunigungsgliedes um und verwendet [16] und [17], so folgt:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + fk \times (v - v_b) = -R_h(v_b) - (u - u_b) \frac{\partial R_h}{\partial u} - (v - v_b) \frac{\partial R_h}{\partial v} \quad [18]$$

In dieser Gleichung werden nun nach den Überlegungen am Anfang dieses Abschnitts die partiellen Ableitungen des Windvektors  $v$  in den ersten drei Termen durch die entsprechenden Ableitungen des beschleunigungsfreien Windes  $v_b$  ersetzt. Nach der vektoriellen Multiplikation mit  $\frac{1}{f}k$  werden alle Terme, die den Vektor  $v$  oder seine Komponenten  $u, v$  enthalten auf die linke Seite gebracht, alle übrigen nach rechts:

$$v - \frac{1}{f}k \times \left\{ u \left[ \frac{\partial v_b}{\partial x} + \frac{\partial R_h}{\partial u} \right] + v \left[ \frac{\partial v_b}{\partial y} + \frac{\partial R_h}{\partial v} \right] \right\} = v_b + \frac{1}{f}k \times \left\{ \frac{\partial v_b}{\partial t} + R_h(v_b) - u_b \frac{\partial R_h}{\partial u} - v_b \frac{\partial R_h}{\partial v} \right\} \quad [19]$$

Dies ist ein lineares Gleichungssystem für die beiden Unbekannten  $u$  und  $v$ ; dem entspricht in Matrizen-schreibweise die Gleichung:

$$\mathfrak{A}v = v_b + b \quad [20]$$

mit der Koeffizientenmatrix

$$\mathfrak{A} = \begin{pmatrix} 1 + \frac{1}{f} \frac{\partial v_b}{\partial x} + \frac{\tan \varphi}{a} u_b + \frac{\partial(R_h)_y}{\partial u}, & \frac{1}{f} \frac{\partial v_b}{\partial y} + \frac{\partial(R_h)_y}{\partial v} \\ -\frac{1}{f} \frac{\partial u_b}{\partial x} - \frac{\tan \varphi}{a} v_b + \frac{\partial(R_h)_x}{\partial u}, & 1 - \frac{1}{f} \frac{\partial u_b}{\partial y} + \frac{\partial(R_h)_x}{\partial v} \end{pmatrix} \quad [21]$$

und dem Vektor

$$b = \frac{1}{f}k \times \left[ \frac{\partial v_b}{\partial t} + R_h(v_b) - u_b \frac{\partial R_h}{\partial u} - v_b \frac{\partial R_h}{\partial v} \right] \quad [22]$$

mit  $R_h = (R_h)_x i + (R_h)_y j$ . Die Ausdrücke mit  $\frac{\tan \varphi}{a}$  entstehen bei der Differentiation von Vektoren nach  $x$  infolge der Erdkrümmung.

Falls die Determinante der Matrix  $\mathfrak{A}$  nicht verschwindet, läßt sich die Matrixgleichung [20] nach  $v$  auflösen:

$$v = \mathfrak{A}^{-1}(v_b + b) \quad [23]$$

Damit kann man das Windfeld aus dem Geopotentialfeld für jeden Gitterpunkt berechnen. Bei der tatsächlichen Durchführung dieser Rechnung wurden noch eine Reihe von automatischen Kontrollen und gegebenenfalls Korrekturen durchgeführt. Diese findet man im Abschnitt 5.4.

## 5.2. Die Berücksichtigung der Bodenreibung und der Orographie

Die Bodenreibung wurde durch Verwendung einer Ekman-Spirale berücksichtigt. Die darin als Konstante auftretende turbulente Zähigkeit  $\nu$  sowie die Integrationskonstanten wurden durch den geostrophischen Wind  $v_g$ , den Coriolis-Parameter  $f$  und die Rauigkeitshöhe  $z_0$ , dargestellt. Diese Abhängigkeit wurde aus einem Vergleich der Ekman-Spirale mit der universellen Spirale von H. LETTAU (37) gewonnen, derart, daß die Werte für die Bodenreibungsdissipation und der Winkel  $\alpha_0$  zwischen der Bodenschubspannung  $\tau_0$  und dem geostrophischen Wind  $v_g$  in beiden Spiralen jeweils übereinstimmen.

Die Rauigkeitshöhe  $z_0$  über Land hängt stark von der Vegetation ab und schwankt nach KUNG (39) etwa zwischen 120 cm bei tropischer Vegetation und 1,2 cm über

Festlands. Für die Rauigkeitshöhe über Land der gemäßigten Breiten wurde demgemäß ein mittlerer Wert von 20 cm und über dem grönländischen Inlandeis ein Wert von 1 cm gewählt. Nach RUGGLES (38) schwankt die Rauigkeitshöhe über dem Ozean je nach Windgeschwindigkeit zwischen 1,3 cm und 0,01 cm, ohne daß eine lineare Abhängigkeit erkennbar ist. Deshalb wurde ein mittlerer Wert für  $z_0$  von 0,3 cm über Wasser gewählt. Die mittlere Höhe  $H_B$  der Erdoberfläche wurde den Topographischen Karten von Grad zu Grad von BERKOFKY (34) entnommen und auf den hier gewählten Gitterabstand von  $2,5^\circ$  umgerechnet.

Für das Modell des Bodenreibungseinflusses wurden analog zu H. LETTAU (37) folgende vier vereinfachende Annahmen gemacht:

- 1) Die Druckgradientkraft und damit auch der dazu proportionale geostrophische Wind sind in der Reibungsschicht in der Vertikalen konstant.
- 2) Die Luftdichte ist dort ebenfalls konstant.
- 3) Die Beschleunigungsterme werden gegenüber den anderen Termen in den Bewegungsgleichungen für zähe Flüssigkeiten vernachlässigt.
- 4) Der Wind weht rein horizontal.

Die Annahmen 1 und 2 sind wegen der geringen Höhe der Bodenreibungsschicht von 200 m bis 2000 m zu verantworten. Erstreckt sich die Reibungsschicht über mehrere Niveaus, so wird der geostrophische Wind der jeweils betrachteten Schicht als überall konstant zugrunde gelegt. Die vertikale Scherung des geostrophischen Windes überträgt sich auch auf den berechneten Wind. Die Beschleunigungsterme des durch die Bodenreibung gebremsten Windes werden gemäß Abschnitt 5.1. ebenfalls berücksichtigt, ohne jedoch der Rückwirkung ihres Einflusses auf die Bodenreibung Rechnung zu tragen.

Für die Bodenreibungsverzögerung  $R_B = (R_B)_x i + (R_B)_y j$  wird nun der gleiche Ansatz wie bei einer zähen Flüssigkeit gemacht:

$$R_B = -\frac{\partial}{\partial z} \left( \nu \frac{\partial v(z)}{\partial z} \right) \quad [24]$$

doch gibt  $\nu$  jetzt statt der molekularen die turbulente kinematische Zähigkeit an. Der Klammerausdruck stellt dabei die durch die Dichte  $\rho$  dividierte Schubspannung der Luft dar, die an eine waagerechte Fläche angreift:

$$\tau = \rho \nu \frac{\partial v(z)}{\partial z} \quad [25]$$

Mit den Annahmen 1 bis 4 erhält man aus [15] folgende vereinfachte Bewegungsgleichung:

$$kf \times (v(z) - v_g) = -R_B \quad [26]$$

darin stellt

$$v_g = \frac{k}{f} \times \text{grad } \Phi \quad [27]$$

den geostrophischen Wind dar, der nicht von  $z$  abhängen soll. Da das Geopotential  $\Phi$  gegeben ist, läßt sich  $v_g$  nach [27] berechnen. Die Dichte  $\rho$  und der Coriolis-Parameter  $f$  sind ebenfalls gegeben. Um das Gleichungssystem [24] und [26] nach den Unbekannten  $v(z)$  und  $R_B$  auflösen zu können, muß man eine Annahme über die turbulente kinematische Zähigkeit  $\nu$  machen. Setzt man  $\nu$  als unabhängig von der Höhe  $z$  an, so läßt sich das Differentialgleichungssystem [24], [26] elementar lösen; man erhält die bekannte Ekman-Spirale.

Zur Vereinfachung führt man diese Berechnung in der komplexen Ebene durch. Bei Vektoren sei die  $x$ -Komponente gleich dem Real- und die  $y$ -Komponente gleich dem Imaginärteil. Da nur Ableitungen nach  $z$  auftreten, können anstelle der partiellen Ableitungen ge-

wöhnliche Ableitungen geschrieben werden. Aus [24] und [26] erhält man:

$$\frac{d^2 R_B}{dz^2} = i f \frac{R_B}{\nu} = b^2 q^2 R_B \quad [28]$$

mit den Abkürzungen  $b = \sqrt{2i} = i + l$  [29]

und  $q = \sqrt{\frac{f}{2\nu}}$  [30]

Diese Gleichung hat die Lösung

$$R_B = R_0 e^{-bqz} = R_0 e^{-qz} \exp\left(i\left[\alpha_0 + \beta_g + \frac{\pi}{4} - qz\right]\right) \quad [31]$$

mit der Integrationskonstante  $R_0 = R_0 e^{i(\alpha_0 + \beta_g + \frac{\pi}{4})}$ .

$\beta_g$  ist die Richtung des geostrophischen Windes. Dabei ist als eine Randbedingung verwendet worden, daß die Reibung für sehr große Werte von  $z$ , also in großen Höhen, endlich bleiben soll (sie verschwindet dort so gar). Für den Windvektor erhält man

$$v(z) = v_g + \frac{R_0}{f} e^{-qz} \exp\left(i\left[\alpha_0 + \beta_g + \frac{3}{4}\pi - qz\right]\right) \quad [32]$$

und für die Schubspannung

$$\tau = \rho \frac{R_0}{\sqrt{2}q} e^{-qz} e^{-i\left(qz + \frac{\pi}{4}\right)} \quad [32]$$

Man erkennt, daß  $\alpha_0$  der Winkel zwischen der Bodenschubspannung und dem geostrophischen Wind ist.

H. LETTAU (37) löste die Gleichungen [24] und [26] numerisch, nachdem er  $v = l(z)$  gesetzt hatte. Die Mischungsweglänge  $l$  ist bei LETTAU eine Funktion von  $z$  und der Oberflächen-Rossby-Zahl  $Ro = \frac{|v_g|}{z_0 f}$ . Die Rauigkeitshöhe  $z_0$  ist dabei ein Maß für die Rauigkeit der Erdoberfläche. Die Konstanten  $\nu$  bzw.  $q$ ,  $R_0$  und  $\alpha_0$  der Ekman-Spirale sollen so gewählt werden, daß die folgenden drei Größen mit den entsprechenden Größen der universellen Spirale von LETTAU übereinstimmen:

1. die mittleren turbulenten Zähigkeiten,
2. die Winkel zwischen der Bodenschubspannung und dem geostrophischen Wind sowie
3. die Beträge der Bodenschubspannungen.

Weiter unten wird gezeigt, daß dann auch die Bodenreibungsdissipationen und die Massentransporte über die Isobaren hinweg übereinstimmen.

Für die mit der Höhe  $z$  variable Zähigkeit  $\nu_L$  der LETTAUSCHEN Spirale wird der Mittelwert  $\nu_L$  durch zwei Drittel seines Maximalwertes  $(\nu_L)_{\max}$  definiert. Der Maximalwert wird nach LETTAU (37) durch den folgenden Ausdruck gegeben:

$$(\nu_L)_{\max} = \chi^2 \cdot f \cdot y(1/2),$$

darin ist  $\chi$  LETTAUS Skalenhöhe und  $y(x)$  die dimensionslose Zähigkeit. Nach Tabelle 1+ ist  $y(1/2) = 0,8318$ . Alle Angaben mit einem + beziehen sich auf die Arbeit von LETTAU (37). Die Skalenhöhe  $\chi$  ermittelt man aus zwei verschiedenen Darstellungen für die Bodenschubspannung:

$$\tau_0 = \rho \chi^2 f^2 T_0^2 = \rho C^2 \nu_g^2 \quad [34]$$

Dabei ist  $T_0^2$  die dimensionslose Bodenschubspannung, die nach Tabelle 3+ den folgenden Wert hat  $T_0^2 = 188,6$ ;  $T_0 = 13,74$  und  $C$  ist der geostrophische Widerstandsbeiwert gemäß Formel [12]+, der in Tabelle 4+ als Funktion der Oberflächen-Rossby-Zahl  $Ro = \frac{|v_g|}{z_0 f}$  gegeben ist und durch  $C = \frac{0,472}{\ln(Ro) - 1,28}$  mit hinreichender Genauigkeit dargestellt werden kann.

Aus [34] erhält man  $\chi^2 \cdot f^2 = \frac{C^2 \nu_g^2}{T_0^2}$

und damit  $(\nu_L)_{\max} = \frac{C^2}{f \cdot T_0^2} \nu_g^2 y(1/2)$ .

Weiterhin folgt für das Mittel:

$$\nu_L = 2/3 (\nu_L)_{\max} = \frac{C^2 \cdot \nu_g^2}{f \cdot T_0^2} \cdot 2/3 \cdot y(1/2).$$

Nun ist nach [30]  $q = \sqrt{f/(2 \cdot \nu)}$  oder wenn man für  $\nu$  den LETTAUSCHEN Mittelwert  $\nu_L$  verwendet

$$q = \frac{T_0 \cdot f \cdot \sqrt{3}}{C |v_g| 2 \sqrt{y(1/2)}} = \frac{f}{|v_g|} \cdot \frac{1}{C} \cdot \frac{13,74 \sqrt{3}}{\sqrt{0,832} \cdot 2} = \frac{f}{|v_g| \cdot C \cdot 0,0767} \quad [35]$$

Damit ist die Konstante  $q$  für die Berechnung von  $R_B$  bekannt. Der Winkel zwischen der Bodenschubspannung und dem geostrophischen Wind wird bei LETTAU in der Tabelle 3+ gegeben und kann durch

$$\alpha_0 = \left\{ -3,03 + \frac{399,6}{\ln(Ro)} \right\} \cdot \frac{\pi}{180} \quad [36]$$

mit hinreichender Genauigkeit dargestellt werden. Es bleibt noch der Wert für  $R_0$  zu ermitteln. Dazu wird der Absolutbetrag der Bodenschubspannung in der Ekman-Spirale nach Formel [33] durch  $\tau_0 = \frac{\rho R_0}{q \sqrt{2}}$  dargestellt. Der entsprechende Wert LETTAU'S ist nach [34]  $\tau_0 = \rho C^2 \nu_g^2$ . Gleichsetzen dieser beiden Ausdrücke für  $\tau_0$  ergibt für die Konstante  $R_0$  den Wert

$$R_0 = q \sqrt{2} C^2 \nu_g^2 \quad [37]$$

Damit sind alle Konstanten der Ekman-Spirale bestimmt.

Es verbleibt noch zu zeigen, daß damit auch die Energiedissipation  $D_B$  und die Massenflüsse über die Isobaren übereinstimmen. Die Energiedissipation pro Einheitsschicht wird durch das innere Produkt aus der Windgeschwindigkeit und der Reibungskraft  $\rho R_B$  gegeben:  $\frac{dD_B}{dz} = (v(z) \cdot \rho R_B)$ . Unter Verwendung von Formel [32] folgt daraus  $\frac{dD_B}{dz} = (v_g \cdot \rho R_B)$ ; denn durch einen Vergleich des zweiten Summanden rechts in Formel [32] mit  $R_B$  nach Formel [31] erkennt man, daß beide Vektoren zueinander orthogonal sind und ihr Inneres Produkt daher verschwindet. Nach den Formeln [24] und [25] kann man  $\rho R_B$  durch  $-\frac{d\tau}{dz}$  ersetzen:

$$\frac{dD_B}{dz} = \left( v_g \cdot \left( -\frac{d\tau}{dz} \right) \right).$$

Um die gesamte durch die Bodenreibung erzeugte Energiedissipation zu erhalten, integriert man vom Erdboden bis in hinreichend große Höhe:

$$D_B = - \int_0^\infty \left( v_g \cdot \frac{d\tau}{dz} \right) dz = - \left( v_g \cdot \int_0^\infty \frac{d\tau}{dz} dz \right) = (v_g \cdot \tau_0) = |v_g| \tau_0 \cos \alpha_0$$

Man vergleiche dazu auch KUNG (40)! Die Dissipationsenergie hängt also nur von Größen ab, die in beiden Systemen die gleichen Werte haben. Ist umgekehrt  $D_B$  und  $\tau_0$  bzw.  $\alpha_0$  gegeben, so ist auch damit  $\alpha_0$  bzw.  $\tau_0$  bestimmt.

Für den Massentransport über die Isobaren, der durch den Ausdruck

$$F_m = \int_0^\infty \left( \rho v(z) \cdot i \frac{v_g}{|v_g|} \right) dz$$

Man vergleiche dazu auch KUNG (40)! Die Dissipationsenergie hängt also nur von Größen ab, die in beiden Systemen die gleichen Werte haben. Ist umgekehrt  $D_B$  und  $\tau_0$  bzw.  $\alpha_0$  gegeben, so ist auch damit  $\alpha_0$  bzw.  $\tau_0$  bestimmt.

Für den Massentransport über die Isobaren, der durch den Ausdruck

dargestellt wird, erhält man ganz entsprechend

$$F_m = \int_0^{\infty} \left\{ \left( \rho v_g \cdot i \frac{v_g}{|v_g|} \right) + \left( \frac{i}{f} \rho R_B \cdot i \frac{v_g}{|v_g|} \right) \right\} dz =$$

$$= - \frac{1}{f} \int_0^{\infty} \left( \frac{d\tau}{dz} \cdot \frac{v_g}{|v_g|} \right) dz = \frac{1}{f |v_g|} (\tau_0 \cdot v_g) = \frac{D_B}{f |v_g|}.$$

Er hängt ebenfalls nur von Größen ab, die in beiden Systemen den gleichen Wert haben.

Nunmehr kann man mit der Formel [32] den horizontalreihungs- und beschleunigungsfreien Wind aus dem geostrophischen Wind kontinuierlich für jede Höhe über dem Erdboden berechnen.

Wir benötigen den Wind in der Vertikalen in bestimmten, fest vorgegebenen Niveaus. Der Wind  $v_b$  des  $n$ -ten Niveaus sollte ein Mittelwert über die Umgebung des  $n$ -ten Niveaus sein. Die mittlere Schichtdicke sei dort  $\Delta z$ . Der Abstand des Niveaus vom Erdboden sei  $h$ . Also  $h = H - H_B$ , wobei  $H$  die Höhe der  $n$ -ten Druckfläche über dem Meeresniveau und  $H_B$  die mittlere Höhe des Erdbodens darstellt. Als vertikales Mittelungsintervall wurde  $(h - \frac{\Delta z}{2}, h + \frac{\Delta z}{2})$  genommen.

Dann erhält man für den über dieses Intervall gemittelten Wind

$$v_b = \frac{1}{\Delta z} \int_{h - \frac{\Delta z}{2}}^{h + \frac{\Delta z}{2}} v(z) dz \quad [38]$$

und unter Verwendung von Formel [32]

$$v_b = v_g + \frac{1}{\Delta z} \frac{i}{f} R_0 \int_{h - \frac{\Delta z}{2}}^{h + \frac{\Delta z}{2}} e^{-bz} dz \quad [39]$$

In dem Integral [38] wurde  $v(h) = 0$  für  $h < 0$  gesetzt. Das bedeutet, daß unterhalb des festen oder flüssigen Erdbodens kein Wind wehen kann. Dementsprechend wurde das Integral in [39] für diese Werte von  $z$  so definiert, daß sich kein zusätzlicher Windanteil mehr ergab. Unterhalb des Erdbodens wird der geostrophische Wind also genau durch die Reibung balanciert. Sonst erhält man für das Integral rechts in Formel [39] bis auf den Faktor  $\frac{i}{f}$ :

$$\frac{1}{\Delta z} \int_{h - \frac{\Delta z}{2}}^{h + \frac{\Delta z}{2}} e^{-bz} dz = f \left( \frac{q}{2} \Delta z \right) e^{-bqh}$$

$$\text{mit } f(x) = \frac{\sinh bx}{bx} = \frac{\sinh(\sqrt{2} i x)}{\sqrt{2} i x}.$$

Die komplexwertige Funktion

$$f(x) = |f(x)| e^{ig(x)}$$

stellt genau denjenigen Faktor dar, mit dem der ursprüngliche Wert des zweiten Terms in Formel [39] zu multiplizieren ist, um daraus den Mittelwert zu erhalten.

Die reellen Funktionen  $|f(x)|$  und  $g(x)$  wurden unter Verwendung folgender Formeln berechnet:

$$|f(x)| = \frac{\sqrt{\frac{1}{2} (\sinh^2 x + \sin^2 x)}}{x}; \quad |f(x)| \approx 1 + \frac{x^4}{45} \text{ für } x^2 \ll 1;$$

$$g(x) = - \frac{\pi}{4} + \arctan(\tan x \cdot \coth x) + \frac{\pi}{2} \left\{ 1 - \text{sign}(\cos x) \right\};$$

$$g(x) \approx \frac{x^2}{3} \left( 1 - \frac{8}{945} x^4 \right) \text{ für } x^2 \ll 1;$$

$$g(x) \approx - \frac{\pi}{4} + |x| \text{ für } x^2 \gg 1.$$

$v_b$  nach den Formeln [38] und [39] stellt den über die vertikale Luftmassenschicht gemittelten Horizontalwind dar. Er erfüllt damit insbesondere die Voraussetzungen, die zur Anwendung der Kontinuitätsgleichung in Bodennähe erforderlich sind. W. MEYER (18) versuchte unter anderem mit der Kontinuitätsmethode aus diesem Horizontalwindfeld das verallgemeinerte Vertikalwindfeld zu berechnen.

Da der Wert  $h$  in den Formeln [38] und [39] stets den Abstand zu den mittleren Bodenerhebungen  $H_B$  darstellt, wurde auf diese Weise deren Einfluß auf den Wind berücksichtigt.

### 5.3. Die Horizontalreibung der freien Atmosphäre

Der Vektor  $R_h$  der Horizontalreibungsverzögerung wird auf der Grundlage der PRANDTLschen Mischungswegtheorie dargestellt, wie man es in dem Zirkulationsmodell von SMAGORINSKY (1) und anderen finden kann. Als Mischungsweglänge wurde der Gitterabstand gewählt. Dieser Wahl liegt die Überlegung zu Grunde, daß durch diesen Reibungsansatz diejenigen turbulenten Luftbewegungen berücksichtigt werden sollen, die durch unser Gitternetz nicht erfaßt werden, weil ihre Ausdehnung unterhalb des Gitterabstandes liegt. Die Mischungsweglänge  $l$  erhält man daraus durch Multiplikation mit der empirischen KARMAN-Konstante  $\kappa \approx 0,4$ . Nun sind in unserem Fall die Gitterabstände in Ost-West- und Nord-Süd-Richtung unterschiedlich lang. Da  $l$  quadratisch eingeht, ist es naheliegend, den mittleren Gitterabstand durch das geometrische Mittel seiner Werte in beiden Richtungen darzustellen

$$l^2 = \kappa^2 \Delta x \Delta y.$$

Dabei sind  $\Delta x$  und  $\Delta y$  die Gitterabstände in  $x$  bzw. in  $y$ -Richtung. Die PRANDTLsche Konzeption geht von dem molekularen Reibungsansatz aus. Dabei soll der der Reibung zugehörige Impulstransporttensor  $\mathbf{S}$  dem Deformationstensor  $\mathbf{D}$  proportional sein.

$\mathbf{S}$  wird auch zäher Spannungstensor oder Reibungstensor genannt. Der skalare Proportionalitätsfaktor  $A$  heißt im turbulenten Fall Austauschkoefizient und ist nach PRANDTL das Produkt aus der Dichte, dem Quadrat der Mischungsweglängen und einer positiven skalaren Funktion aus den Komponenten von  $\mathbf{D}$  mit der gleichen Dimension wie  $\mathbf{D}$ :

$$A = \rho l^2 \cdot \sqrt{d_{12} \cdot d_{21} - d_{11} \cdot d_{22}}.$$

Die Reibungsverzögerung erhält man aus  $\mathbf{D}/\rho$  durch zeilenweise Divergenzbildung:

$$\rho (R_h)_y = \frac{\partial s_{11}}{\partial x} + \frac{\partial s_{12}}{\partial y} \quad \text{mit } \mathbf{S} = (s_{ik}).$$

$$\rho (R_h)_x = \frac{\partial s_{21}}{\partial x} + \frac{\partial s_{22}}{\partial y}$$

Beide Tensoren müssen bei der starren Drehung der Lufthülle verschwinden, da die Reibung nur bei einer Bewegung der Luftteilchen relativ zueinander wirksam werden kann.

Die zweite Forderung an einen Reibungstensor ist: Die Reibungsdissipation muß nach der Integration über jedes Gebiet, auf deren Rand die Geschwindigkeit verschwindet, positiv sein. Das bedeutet:

$$A \left\{ d_{11} \frac{\partial u}{\partial x} + d_{12} \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\tan \varphi}{a} u \right) + d_{21} \frac{\partial v}{\partial x} + d_{22} \left( \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\tan \varphi}{a} v \right) \right\} \geq 0,$$

dabei ist  $\varphi$  die geographische Breite und  $a$  der Erdradius. Drittens fordert man noch, daß die Reibung den hydrostatischen Luftdruck nicht beeinflussen soll. Das bedeutet:  $d_{11} + d_{22} = 0$ . Ein Deformationstensor der linear von den Geschwindigkeitsableitungen abhängt und die obigen drei Bedingungen erfüllt, ist:

$$D = (d_{ik}) \text{ mit } d_{11} = -d_{22} = \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\tan \varphi}{a} v - \frac{\partial v}{\partial y}$$

$$\text{und } d_{12} = d_{21} = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\tan \varphi}{a} u + \frac{\partial v}{\partial x}.$$

Für die Rechnung wurden alle auftretenden räumlichen Ableitungen durch zentrierte Differenzquotienten ersetzt. Für die Ableitungen auf dem Rand senkrecht zu ihm wurden die zentrierten Differenzenquotienten des nächstgelegenen inneren Punktes genommen.

Damit ist der Reibungsvektor  $R_h$  im Punkt P eine Funktion des Windes in P und der Winde in der Umgebung von P. Bei der Bildung der partiellen Ableitungen von  $R_h(v)$  nach den Windgeschwindigkeitskomponenten wurde der Wind im Punkte P als variabel angesehen, während für die Windwerte außerhalb von P die horizontalreibungs- und beschleunigungsfreien Winde eingesetzt wurden, die hier als konstant anzusehen sind.

$$\frac{\partial R_h}{\partial u} \approx \frac{R_h(u_b + \Delta u, v_b) - R_h(u_b, v_b)}{\Delta u}$$

$$\frac{\partial R_h}{\partial v} \approx \frac{R_h(u_b, v_b + \Delta v) - R_h(u_b, v_b)}{\Delta v}$$

mit  $\Delta u = \Delta v = 0,1 \text{ m/s}$ .

Diese beiden Ausdrücke tauchen bei der Entwicklung von  $R_h(v)$  von Potenzen nach  $v - v_b$  in Formel [16] auf und werden für die Berechnung der Koeffizientenmatrix  $\mathfrak{A}$  in der Formel [21] benötigt.

#### 5.4. Korrekturen und Glättung

Bei einer rein maschinellen Berechnung des Windes an jedem Gitterpunkt aus dem Geopotentialfeld mußten gewisse Kontrollen der Ergebnisse und der Teilergebnisse durchgeführt werden, damit die Resultate physikalisch und meteorologisch sinnvoll blieben. Als Ursache für einzelne unsinnige Ergebnisse kommen infrage:

1. die Vernachlässigungen und Vereinfachungen in den verwendeten Gleichungen,
2. fehlerhafte oder ungenaue Messungen und
3. Fehler, die durch die Interpolation und die sonstige Aufarbeitung der Meßwerte entstanden sind.

Stellte das Programm unsinnige Ergebnisse oder Teilergebnisse fest, so wurden die betreffenden Werte entsprechend korrigiert. Im folgenden wird im einzelnen aufgeführt, welche Werte überprüft wurden, nach welchen Kriterien dies geschah und auf welche Art und Weise die Korrektur erfolgte. Nach Formel [23] ist der Windvektor  $v$  der Lösungsvektor des linearen Gleichungssystems [20]. Die Koeffizientendeterminante  $D$  muß dabei stets positiv sein. Durch Proberechnungen in Verbindung mit theoretischen Überlegungen ergibt sich die Bedingung

$$|\mathfrak{A}| = D \geq \eta = 0,6 > 0. \quad [40]$$

Ist diese Bedingung nicht erfüllt, so wird die Matrix  $(\mathfrak{A} - \mathfrak{E})$ , die nach Formel [21] den ageostrophischen Anteil von  $\mathfrak{A}$  darstellt, mit einem geeigneten Faktor

$\frac{1}{1+n} < 1$  multipliziert. Es zeigte sich, daß es sinnvoll ist, neben [40] noch

$$\frac{a_{11} + a_{22}}{2} \geq \eta \quad [41]$$

zu fordern.  $\mathfrak{E} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$  ist dabei die Einheitsmatrix, und

die rechte Seite von [41] stellt wegen  $\mathfrak{A} = (a_{ik})$  gerade die halbe Spur von  $\mathfrak{A}$  dar. Die Zahl  $n$  im Nenner des Faktors wurde nach folgender Formel berechnet:

$$n = \begin{cases} 0 & \text{für } D \geq \eta \text{ und } p \leq 0 \\ p + \sqrt{q} & \text{für } D < \eta \text{ und } q \geq 0 \\ p & \text{für } p > 0 \text{ und } q < 0 \end{cases}$$

$$\text{mit } p = \frac{\eta - \frac{1}{2}(a_{11} + a_{22})}{1 - \eta} \text{ und } q = p^2 - \frac{D - \eta}{1 - \eta}.$$

$n$  ist eine stetige Funktion der Matrix  $\mathfrak{A}$  und die neue Matrix  $\tilde{\mathfrak{A}} = \mathfrak{E} + \frac{1}{1+n}(\mathfrak{A} - \mathfrak{E})$  erfüllt die Bedingungen

[40] und [41]. Zusätzlich wird noch gefordert  $|\tilde{a}_{21} - \tilde{a}_{12}| < 2\eta$ , dabei sind die  $\tilde{a}_{ik}$  Elemente der Matrix  $\tilde{\mathfrak{A}}$ . Auch dadurch wird verhindert, daß der ageostrophische Anteil von  $\tilde{\mathfrak{A}}$  zu groß wird.  $\tilde{\mathfrak{A}}$  unterscheidet sich von  $\mathfrak{A}$  genau dadurch, daß der Coriolisparameter  $f$  in der Formel [21] durch  $(n+1)f$  ersetzt wird. Ganz entsprechend bildet man aus dem Vektor  $b$  in der Formel [22] den Vektor  $\tilde{b}$ . Dann wurde der Horizontalwindvektor  $v$  anstelle von Formel [23] aus der Formel

$$v = (\tilde{\mathfrak{A}})^{-1}(v_b + \tilde{b}) \quad [42]$$

berechnet. Da die Vergrößerung des Coriolisparameters nur für die horizontalreibungs- und beschleunigungsfreien Glieder galt und dort im Nenner steht, bewirkte diese Korrektur, daß die Abweichung des berechneten Windes von  $v_b$  eine gewisse Größe nicht überschreiten konnte. Diese Abweichung  $v_a = v - v_b$  soll ageostrophischer Wind genannt werden. Lag der Absolutbetrag von  $v_a$  trotzdem noch über 32 Prozent von  $|v_b|$ , so setzte eine weitere Reduktion von  $v_a$  ein, die weiter unten beschrieben wird.  $|v_a|$  konnte dabei den Wert von 94 Prozent von  $|v|$  niemals erreichen. Nach dem gleichen Verfahren wurden die Geschwindigkeiten des geostrophischen Windes  $v_g$  und die berechnete Windgeschwindigkeit  $|v|$  kontrolliert und eventuell verringert. Das erfolgte nach der Formel

$$\tilde{|v|} = \begin{cases} |v| & \text{für } |v| \leq |v|_{\max} \\ |v|_{\max} + c \arctan \frac{|v| - |v|_{\max}}{c} & \text{für } |v| > |v|_{\max} \end{cases}$$

Die größte, nur asymptotische erreichbare Geschwindigkeit ist  $|v| = |v|_{\max} + c \cdot \frac{\pi}{2}$ .

Um einen Anhalt für die Wahl der Maximalgeschwindigkeit  $|v|_{\max}$  und der Konstante  $c$  zu erhalten, wurde für jedes Niveau, die jeweils größte gemeldete Windgeschwindigkeit für verschiedene Termine unseres Untersuchungsgebietes und unseres Untersuchungszeitraumes in ein Druck-Geschwindigkeits-Diagramm eingetragen. Dabei konnte man leicht die bekannte Zunahme der Geschwindigkeiten bis zum Strahlstromniveau in 300 bis 200 mb auf ca. 90 m/s und eine anschließend erfolgende erneute Abnahme erkennen. Aus diesem Grunde ließ man  $|v|_{\max}$  von  $30^{1/3}$  m/s in 1000 mb auf 91 m/s in 300 mb linear mit abnehmendem Druck zunehmen und von 91 m/s in 200 mb auf  $60^{2/3}$  m/s in 100 mb erneut linear abnehmen. Das für die Breite der Übergangszone verantwortliche  $c$  erhielt den Wert 10 m/s in jeder Höhe. Damit kann im Jetniveau höchstens eine Windgeschwindigkeit von 107 m/s erreicht werden.

Außerdem wurde das ageostrophische Windfeld  $v_a$  noch einer horizontalen Glättung nach der im Abschnitt 4 dargestellten Methode unterzogen.

Schließlich wurden die Randwerte des Windfeldes noch so korrigiert, daß in jeder Druckschicht unseres Gebietes über die seitlichen Begrenzungsflächen genausoviel Luft ein- wie ausströmte. Unter Berücksichtigung der Kontinuitätsgleichung im  $p$ -System bedeutet dies, daß das

Flächenmittel über die vertikale Luftbewegung  $\omega$  im  $p$ -System für jedes Druckniveau verschwindet. Der größte Korrektionsbetrag lag in 1000 mb und betrug 3,5 m/s. Im Mittel lag dieser Betrag jedoch bei 0,1 m/s, spielte also praktisch kaum eine Rolle.

### 5.5. Zusammenfassung der Windberechnung

In den vorangehenden Abschnitten wurde gezeigt, auf welche Art und Weise das Horizontalwindfeld  $v$  aus dem Feld des Geopotentials berechnet wurde. Das geschah in zwei Schritten. Beim ersten Schritt wurden in den Bewegungsgleichungen alle Beschleunigungsglieder und die Reibung in der freien Atmosphäre vernachlässigt. Die Bewegungsgleichungen enthielten dann nur noch den Coriolis-term, den Gradienten des Geopotentials und die Bodenreibung. Die Auflösung dieser grob vereinfachten Gleichungen lieferte das horizontalreibungs- und beschleunigungsfreie Windfeld  $v_b$ . In die Bodenreibung gingen, neben den bereits sonst in den Gleichungen auftauchenden Größen, noch die Orographie und drei verschiedene empirische Bodenrauheitsparameter für Land, Wasser und Eis ein.

Beim zweiten Schritt wurden in den Bewegungsgleichungen alle Ableitungen des Windfeldes durch die entsprechenden Differenzenquotienten des im ersten Schritt berechneten Windes  $v_b$  ersetzt. In dem Ansatz für die Horizontalreibung in der freien Atmosphäre blieb noch eine lineare Abhängigkeit von dem Windfeld erhalten. Man hatte damit die Bewegungsgleichungen linearisiert. War die Auflösung dieses Gleichungssystems gefährdet, weil ihre Koeffizientendeterminante nicht hinreichend von Null verschieden war, so wurde der ageostrophische Teil des Gleichungssystems entsprechend verkleinert. Danach wurde das Gleichungssystem nach den Windkomponenten aufgelöst. Das so entstandene Windfeld wurde nun noch derart geglättet, daß auch zu große Windgeschwindigkeiten und zu große Abweichungen vom horizontalreibungs- und beschleunigungsfreien Wind verhindert wurden. Weitere Einzelheiten dieser Rechnung findet man in der Arbeit von FECHNER (17) auf S. 25-56.

### 6. Schlußbemerkungen

Im gesamten bearbeiteten Zeitintervall weist die Atmosphäre über dem Atlantik und Europa hohe Baroklinität auf. Die polare Atmosphäre mit ihren charakteristischen Eigenheiten steht auf relativ engem Breitenbereich der tropischen Atmosphäre mit ihren speziellen Kenneigenschaften gegenüber; zwischen diesen extremen atmosphärischen Bereichen nimmt die Atmosphäre der gemäßigten Breiten zeitweise und örtlich nur einen relativ schmalen Zwischenbereich ein. Gut analysierbare Hauptfronten (Polar- und Subtropenfront) separieren die drei extremen Luftmassen in der Troposphäre. In der oberen Troposphäre sind starke bis intensive Strahlströmungen nachweisbar (polarer und subtropischer Strahlstrom in ca. 9 bzw. 12 km Höhe) und die vorhandenen langen Rossby-Wellen degenerieren durch das auftreten barokliner Instabilität vom reinen Wellenstadium in ein verwirbeltes Strömungsbild, wobei mehrfach "cut off"-Prozesse in Erscheinung treten. In engem Zusammenhang damit treten in der unteren Atmosphäre mehrere kräftige Zyklonenentwicklungen auf, wobei nach dem klassischen norwegischen Zyklonenmodell alle Stadien von der Initialwelle über die Idealzyklone bis zur hochreichenden, sich zur Tropopause aufwärts erstreckenden okkludierten Wirbelstörung durchlaufen werden. Speziell interessiert dabei diejenige, welche von Grönland bis zur Ostsee verfolgbar ist und die durch eine rasch nachfolgende Tochterstörung eingeholt und intensiviert wird und an deren Westflanke oder Rückseite ein besonders kräftiger Kaltluftvorstoß nach

Europa hinein erfolgte, der bei seinem Auftreten am Abend des 16. Februar 1962 über der Nordsee und dem norddeutschen Küstengebiet die sogenannte „Hamburger Sturmflut“ verursachte.

Dieser synoptische Fall eignet sich also speziell dazu, den notwendigerweise erfolgenden und nach dem synoptischen Befund sicherlich auch stattfindenden energetischen Umsetzungen rechnerisch nachzugehen und ihren Charakter und Ablauf quantitativ zu erforschen. Die Ergebnisse werden in einer Reihe von Einzelveröffentlichungen in Kürze wiedergegeben.

Es ist immer schwierig, so rasch und explosiv erfolgende Sturmentwicklungen im praktischen Dienst, wo man durch die Zeit bei der Bearbeitung eines solchen Falles gedrängt wird, vorherzusagen. Den Wetterämtern Schleswig und Bremen ist dies bis zu einem hohen Grade gelungen. Für den Prognostiker erscheint aber eine nicht durch die Zeit behinderte eingehende dreidimensionale Studie als Muster wertvoll.

### Danksagung

Die detaillierte Bearbeitung dieses interessanten synoptischen Falles war an bestimmte Voraussetzungen gebunden. Unmittelbar nach dem Eintritt der Hamburger Sturmflut im Februar 1962 sind mit Mitteln der Hamburger Baubehörde Grundlagenarbeiten meteorologischer und ozeanographischer Art zur Erstellung eines Gutachtens durchgeführt worden. Dabei wurden wir intensiv durch die Lieferung von Material und die Eintragung von Bodenkarten im Zeitabstand von drei Stunden durch das Seewetteramt des Deutschen Wetterdienstes unterstützt. Insbesondere gilt dieser Dank Herrn Prof. ROLL und Herrn Dr. RODEWALD.

Für weiteres spezielles Material und Informationen sind wir auch den Wetterämtern Schleswig und Bremen dankbar; insgesamt danken wir dem Deutschen Wetterdienst für Unterstützung und die Bereitwilligkeit, diese Arbeit in ihre Berichte aufzunehmen. Die umfangreichen Berechnungen und Maschinenanalysen erfolgten im Rechenzentrum der Universität Kiel und wurden durch Mittel der Deutschen Forschungsgemeinschaft intensiv unterstützt. Beiden Institutionen und der Hamburger Baubehörde erstatten wir hiermit unseren Dank.

### Literatur

- (1) SMAGORINSKY, J.; MANABE, S.; HOLLOWAY, J. L.: Numerical results from a nine-level general circulation model of the atmosphere. *Monthly Weather Rev.* 93 (1965), S. 727-768.
- (2) MARCULES, M.: Über die Energie der Stürme. *Jahrbücher der K. K. Central-Anstalt für Meteorologie und Erdmagnetismus*, Wien, XI. Band (1905), S. 1 bis 26.
- (3) LORENZ, E. N.: Available potential energy and the maintenance of the general circulation. *Tellus* 7 (1955), S. 157-167.
- (4) DUTTON, J. A.; JOHNSON, D. R.: The theory of available potential energy and a variational approach to atmospheric energetics. *Advances in Geophysics* 12 (1967), S. 333-436.
- (5) KRÜGER, A. F.; WINSTON, J. S.; HAINES, D. A.: Computations of atmospheric energy and its transformation for the northern hemisphere for a recent five-year period. *Monthly Weather Rev.* 93 (1965), S. 227-238.
- (6) WIIN-NIELSEN, A.: Some new observational studies of energy and energy transformations in the atmosphere. *Technical-Note No. 66* (1964), S. 177 bis

202. WMO-Symposium on Research and Development Aspects of Long-Range Forecasting, Boulder, Colorado.
- (7) OORT, A. H.: On estimates of the atmospheric energy cycle. *Monthly Weather Rev.* 92 (1964) S. 483 bis 493.
  - (8) SMITH, P. J.: On the contribution of a limited region to the global energy budget. *Tellus* 21 (1969), S. 202-207.
  - (9) SMITH, P. J.; HORN, L. H.: A computational study of the energetics of a limited region of the atmosphere. *Tellus* 21 (1969), S. 193-201.
  - (10) PENNANEN, H.: Budget of kinetic energy in a developing extratropical cyclone. *Finnish Meteor. Off. Contr. No. 64* (1966).
  - (11) SECHRIST, F.; RUDY, R. A.: Kinetic energy changes in a developing cyclone. *Madison/Wisc. Univ. Wisconsin, Dept. Meteor. June 1969*, S. 93-114.
  - (12) JOHNSON, D. R.: The available potential energy of storms. *J. Atmosph. Sci.* 27 (1970), S. 727-741.
  - (13) HAHN, D. G.; HORN, L. H.: The generation of available potential energy in a mid-latitude cyclone. *Madison/Wisc. Univ. Wisconsin, Dept. Meteor. June 1969*, S. 1-56.
  - (14) VAN MIEGHEM, J.: Großräumige Energieumsetzungen in der Atmosphäre. *Ann. Meteor.* 6 (1952), S. 169-174.
  - (15) PALMEN, E.: Die Zyklonen als Glieder des meridionalen und vertikalen Austausches und der Energieumwandlungen in der Atmosphäre. *Arch. Meteor. Geophys. Bioklimat. Ser. A., Suppl. 1, 15* (1966), S. 17-23.
  - (16) SPETH, P.: Der Haushalt der verfügbaren potentiellen Energie für den atmosphärischen Raum über Nordatlantik und Europa bei ausgeprägter Westwinddrift und starker Zyklonenaktivität (Hamburger Sturmflut 14. II. - 17. II. 1962). *Diss. Math.-Naturwiss. Fak. Univ. Kiel, 1969*.
  - (17) FECHNER, H.: Der Haushalt der kinetischen Energie für den atmosphärischen Raum über Nordatlantik und Europa bei ausgeprägter Westwinddrift und starker Zyklonenaktivität (Hamburger Sturmflut, 14. II. - 17. II. 1962). *Diss. Math.-Naturwiss. Fak. Univ. Kiel, 1970*.
  - (18) MEYER, W.: Das dreidimensionale Feld der vertikalen Geschwindigkeitskomponente für den atmosphärischen Raum über dem Nordatlantik und Europa bei ausgeprägter Westwinddrift und starker Zyklonenaktivität (Hamburger Sturmflut, 14. II. - 17. II. 1962). *Dipl.-Arb. Math.-Naturwiss. Fak. Univ. Kiel, 1969*.
  - (19) MUENCH, H. S.: On the dynamics of the wintertime stratosphere circulation. *J. atmosph. Sci.* 22 (1965), S. 349-360.
  - (20) VAN MIEGHEM, J.: The energy available in the atmosphere for conversion into kinetic energy. *Beitr. Phys. Atmosph.* 20 (1956), S. 129-142.
  - (21) STARR, V.: *Physics of negative viscosity phenomena.* New York 1968.
  - (22) DEFANT, Fr.; TABA, H.: The threefold structure of the atmosphere and the characteristics of the tropopause. *Tellus* 9 (1957), S. 259-274.
  - (23) DEFANT, Fr.: Die allgemeine atmosphärische Zirkulation in neuer Betrachtungsweise. *Geophysica Helsinki*, 6 (1958), S. 189-217.
  - (24) DEFANT, Fr.; TABA, H.: The breakdown of zonal circulation during the period January 8 to 13, 1956, the characteristics of temperature field and tropopause and its relation to the atmospheric field of motion. *Tellus* 10 (1958), S. 430-450.
  - (25) DEFANT, Fr.; TABA, H.: The details of wind and temperature field and the generation of the blocking situation over Europe (January 1 to 4, 1956). *Beitr. Phys. Atmosph.* 31 (1958), S. 69-88.
  - (26) DEFANT, Fr.; TABA, H.: The strong index change period from January 1 to January 7, 1956. *Tellus* 10, (1958), S. 225-242.
  - (27) DEFANT, Fr.: Synoptic investigations on the detailed structure of the atmosphere and its general circulation in northern hemisphere mid-summer. *Internat. Inst. of Meteor., Stockholm 1958*.
  - (28) PALMEN, E.; NEWTON, C. W.: *Atmospheric circulation systems.* New York 1969.
  - (29) PELTE, R.: Die jahreszeitliche Entwicklung der mittleren Temperatur- und Höhenverteilung sowie der mittleren Verteilung der verfügbaren potentiellen und kinetischen Energie der Atmosphäre der Kugelkappe nördlich 30° N (Mittel 1951-1960). *Diplomarbeit Math.-Naturwiss. Fak. Univ. Kiel, 1970*.
  - (30) THOMPSON, P. D.: *Numerical weather analysis and prediction.* New York 1961.
  - (31) WHITE, R. M.; SALTZMANN, B.: On conversions between potential and kinetic energy in the atmosphere. *Tellus* 8 (1956), S. 357-363.
  - (32) WIIN-NIELSEN, A.: A study of energy conversions and meridional circulation for the large-scale motion in the atmosphere. *Monthly Weather Rev.* 87 (1959), S. 319-332.
  - (33) WHITE, R. M.; NOLAN, G. F.: A preliminary study of the potential to kinetic energy conversion in the stratosphere. *Tellus* 12 (1960), S. 145-158.
  - (34) BERKOWSKY, L.; BERTONI, A.: *Topographic charts at one-degree intersections for the entire earth.* Bedford, Mass., 1960.
  - (35) FJÖRTOFT, R.: On the integration of a system of geostrophically balanced prognostic equations. *Proceedings Intern. Sympos. Numerical Weather Prediction, Tokyo 1960*, S. 153-159.
  - (36) HOLLMANN, G.: Zur Frage neuer diagnostischer Beziehungen zwischen Wind- und Druckfeld (Balancegleichungen) in einer barotropen Atmosphäre mit divergenter Strömung. *Beitr. Phys. Atm.* 39 (1966), S. 99-111.
  - (37) LETTAU, H.: Theoretical wind spirals in the boundary layer of a barotropic atmosphere. *Beitr. Phys. Atm.* 35 (1962), S. 195-212.
  - (38) RUGGLES, K.: The vertical mean wind profile over the ocean for light to moderate winds. *J. appl. Meteor.* 9 (1970), S. 389-395.
  - (39) KUNG, E.: *Climatology of the mechanical energy dissipation in the lower atmosphere over the northern hemisphere.* Ph. D. Thesis, University of Wisconsin, 1963.
  - (40) KUNG, E.: Kinetic energy generation and dissipation in the large-scale atmospheric circulation. *Monthly Weather Rev.* 94 (1966), S. 67-82.