



**Herausgeber**

Deutscher Wetterdienst

**Hauptschriftleiter**A. Hofmann  
6380 Bad Homburg  
Theodor-Storm-Straße 35**Redaktionsausschuß**H. Christians (Offenbach)  
F. Defant (Kiel)  
H.-W. Georgii (Frankfurt)  
K. H. Hinkelmann (Mainz)  
H. Hinzpeter (Mainz)  
M. Schlegel (Offenbach)  
W. Schramm (Neustadt/Weinstraße)  
E. Stuhlweißburg (Fürstfeldbruck)  
E. Süssenberger (Offenbach)  
F. Wippermann (Darmstadt)**Titelbild**

Isohypsenkarte, dargestellt mit Hilfe des Schnelldruckers einer Rechenanlage. Das Beispiel zeigt eine 24stündige Vorhersagekarte des Geopotentials der 500 mb-Fläche vom 2./3. 11. 1972, 00 Uhr. Der Verlauf der Isohypsen ist durch die Abgrenzung zwischen den freien und den mit Oktalziffern besetzten Feldern gegeben, der Ziffernabstand entspricht 8 Dekametern, das sind 2 Isohypsen der üblichen Darstellungsweise.

Es wird ein Ausschnitt einer hemisphärischen Karte gezeigt. Die rechte Kante entspricht etwa dem Meridian  $10^\circ$  E und reicht etwas über den Nordpol hinaus. Die Treppenkurve links unten ist keine Isohypse, sondern bezeichnet den Rand des Integrationsgebiets. Das Tief rechts unten mit einem Kern unter 560 dam liegt über der Iberischen Halbinsel.

**promet** erscheint vierteljährlich im Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes — Zentralamt — 6050 Offenbach (Main), Frankfurter Straße 135. Bezugspreis DM 20,— pro Jahrgang.

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

Druck: Schön & Wetzels GmbH, 6 Frankfurt, Offenbacher Landstraße 368

Thema des Heftes

**Das Barotrope Modell**

(Redaktion: H. Reiser, Offenbach a. M.)

Seite

**Beiträge**

- |          |  |    |
|----------|--|----|
|          | K. Hinkelmann, G. Korb                                       |    |
| <b>1</b> | Die physikalische Bedeutung der Barotropie-Annahme           | 1  |
|          | K. Hinkelmann, H. Reiser                                     |    |
| <b>2</b> | Hydrostatische Approximation und Barotropiebedingung         | 3  |
|          | H. Reiser  |    |
| <b>3</b> | Barotrope Vorhersagemodelle ohne Lärmfilterung               | 6  |
|          | W. Edelmann  |    |
| <b>4</b> | Barotrope Modelle mit Lärmfilterung                          | 11 |
|          | W. Edelmann, H. Reiser                                       |    |
| <b>5</b> | Das Anfangswertproblem bei ungefilterten barotropen Modellen | 15 |
|          | M. Tiedtke   |    |
| <b>6</b> | Energieänderungen im barotropen Modell                       | 17 |
|          | W. Buschner  |    |
| <b>7</b> | Ergebnisse barotroper Vorhersagen                            | 21 |
| <b>8</b> | Literatur zum Barotropen Modell                              | 22 |

**Institute stellen sich vor**

- |  |   |    |
|--|---|----|
|  | Das Institut für Radiometeorologie und Maritime Meteorologie an der Universität Hamburg | 23 |
|  | Habilitationen, Promotionen und Diplom-Hauptprüfungen im Jahre 1972                     | 26 |

**Problem- und Diskussionsecke**

- |  |  |    |
|--|--|----|
|  | Programmierter Unterricht in der Meteorologie? | 27 |
|--|--|----|

**Neuigkeiten**

31

# Das Barotrope Modell

## 1 K. HINKELMANN und G. KORB, Mainz Die physikalische Bedeutung der Barotropie-Annahme

Barotrope Modelle basieren auf sehr einschneidenden Vereinfachungen der tatsächlichen Physik der Atmosphäre; wenn man verstehen will, warum sie überhaupt zu meteorologischen Prognosen herangezogen werden, muß man sich der Situation in den Gründerjahren der Numerischen Wettervorhersage erinnern.

Um 1950 standen nur leistungsschwache — meist von Instituten selbstgebastelte — Rechenmaschinen ohne jedes Betriebssystem zur Verfügung. Diese Rechner suchten nach Benutzern; auf der anderen Seite sahen die Meteorologen erstmals eine Gelegenheit, lange gehegte Pläne für eine Integration der nichtlinearen atmosphärischen Gleichungen mit aktuellen Anfangsdaten zu verwirklichen.

Es war das Verdienst des Mathematikers JOHN von NEUMANN und des Meteorologen C. G. ROSSBY, daß bereits mit den allerersten programmgesteuerten Rechenmaschinen meteorologische Prognoseprobleme angegangen wurden. Voraussetzung dafür war damals allerdings, daß die atmosphärische Physik durch rigore Vereinfachungen dem Leistungsstand der Rechner angepaßt wurde.

C. G. ROSSBY propagierte daher das sogenannte barotrope atmosphärische Vorhersagemodell, das die Atmosphäre wie ein räumlich zweidimensionales Gebilde behandelt, trotzdem aber meteorologisch interessante und relevante Prozesse mitführt.

Barotrope Modelle prognostizieren die Strömung und die Höhe (oder auch den Druck) in einer Fläche, für die meistens die 500-mb-Fläche verwendet wird.

Am ehesten läßt sich das gedachte atmosphärische barotrope Modell vergleichen mit einem rotierenden Wassertank mit freier Oberfläche; die Höhe dieser Oberfläche und die Strömung in dieser Oberfläche wären dann als Höhe und Strömung der 500-mb-Fläche zu interpretieren.

Daß trotz schneller Entwicklung der Datenverarbeitungsanlagen noch heute barotrope Modelle zum Repertoire eines jeden meteorologischen Rechenzentrums gehören, erklärt sich aus der ganz unerwarteten Leistungsfähigkeit dieser Modelle für Vorhersagen der 500-mb-Fläche, die lange Zeit hindurch von baroklinen, also physikalisch reichhaltigeren Modellen nicht geschlagen werden konnte.

Barotrope Modelle zeichnen sich weniger durch die noch zu erklärende Barotropie-Annahme aus als vielmehr dadurch, daß sie räumlich zweidimensional behandelt werden können, so daß 24-stündige Prognosen nur wenige Minuten Rechenzeit verbrauchen.

Die Annahme der Barotropie allein, von der diese Modelle ihren Namen beziehen, führt noch nicht zu einer zweidimensionalen Mannigfaltigkeit. Diese wird erst durch das Zusammenwirken der Barotropie mit weiteren physikalischen Annahmen erreicht, so daß es eigentlich treffender wäre, von zweidimensionalen statt von barotropen Modellen zu sprechen.

### Definition der Barotropie und der Baroklinität

Wir pflegen in der Meteorologie skalare Felder wie Temperatur, Druck, Dichte usw. durch Flächen zu veranschaulichen, auf denen diese Größen konstant sind, und sprechen deshalb von isothermen, isobaren, isopyknischen Flächen usw. Indem wir die diesen Flächen zugehörigen Konstanten unterschiedliche Werte annehmen lassen, die sich meist um einen festen Zuwachs unterscheiden, entsteht eine Flächenschar, die den Raum in Lamellen aufteilt.

Wir betrachten jetzt je eine Flächenschar der Dichte und des Drucks. Im allgemeinen werden sich diese beiden Flächenscharen schneiden, d. h. sich gegenseitig durchsetzen und werden röhrenförmige Gebilde, die  $(p, \rho)$ -Solenoiden, ausschneiden (Abb. 1.1).

Sind zu einem bestimmten Zeitpunkt solche  $(p, \rho)$ -Solenoiden als Röhren mit endlichem Querschnitt vorhanden, so ist die Atmosphäre zu dieser Zeit baroklin, lassen sich nirgends Solenoiden bilden, so ist sie barotrop. Wir definieren diesen Sachverhalt analytisch und formulieren:

Ist auf der Fläche  $p = \text{const}$  (Isobaren) auch die Dichte konstant, so lassen sich keine Solenoiden bilden, die beiden Flächenscharen fallen zusammen, die Atmosphäre ist barotrop. In diesem Falle ist die Dichte aber eine eindeutige Funktion des Drucks zu einem festen Zeitpunkt:

$$\rho = \rho(p) \text{ zur Zeit } t = t_0, \quad [1.1]$$

zu dieser Zeit ist die Atmosphäre barotrop.

Wir beachten, daß diese Beziehung [1.1] nicht unbedingt umkehrbar zu sein braucht, um Barotropie zu garantieren. Auch für den Fall, daß  $\rho = \text{const}$  im gesamten Raum ist, liegt Barotropie vor, obwohl dann der Druck nicht als Funktion der Dichte dargestellt werden kann.

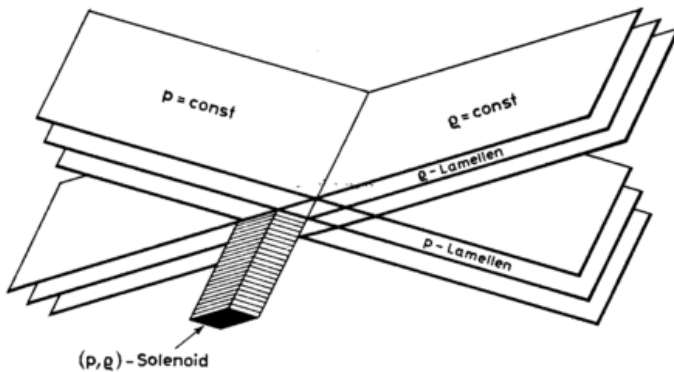


Abb. 1.1  
Druck-Lamellen, Dichte-Lamellen und Druck-Dichte-Solenoid

Der barokline Fall liegt demnach dann vor, wenn  $\rho$  außer von  $p$  noch von anderen Zustandsgrößen abhängt; das ist der Normalfall. In erster Linie hängt ja die Dichte außer vom Druck  $p$  auch von der Temperatur  $T$  ab, aber auch von der Feuchte oder von den im Einheitsvolumen enthaltenen Massen des flüssigen oder eisförmigen Wassers. Wir bezeichnen daher den baroklinen Zustand durch:

$$\rho = \rho(p, T, \dots) \text{ z. Z. } t = t_0, \quad [1.2]$$

zu dieser Zeit ist die Atmosphäre baroklin.

Eine andere Definition der Begriffe „barotrop“ und „baroklin“ bedient sich der Gradienten des Drucks und der Dichte:  $\nabla p, \nabla \rho$  mit  $\nabla = \left( \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$ ; (Abb. 1.2).

Diese Gradienten sind stets normal, also senkrecht zu der Fläche  $\rho = \text{const}$  bzw.  $p = \text{const}$ .

Fallen daher diese Flächen im barotropen Falle zusammen, so müssen die beiden Gradienten in die gleiche Richtung weisen; sie sind parallel.

In diesem Falle verschwindet ihr vektorielles Produkt  $\nabla \rho \times \nabla p$ , das ja die von beiden Vektoren aufgespannte Fläche angibt. Wir können daher die Barotropie auch folgendermaßen definieren:

$$\nabla \rho \times \nabla p = 0 \text{ für eine barotrope Atmosphäre, } [1.1a]$$

$$\nabla \rho \times \nabla p \neq 0 \text{ für eine barokline Atmosphäre. } [1.2a]$$

Die Definition [1.1a] umfaßt die beiden Fälle  $\nabla \rho \parallel \nabla p$  und  $\nabla \rho = 0$ , die beide zur Kategorie „barotrop“ zu rechnen sind. Ist  $\nabla \rho = 0$ , so ist die Dichte im gesamten Raume eine Konstante, und das Feld ist hinsichtlich der Dichte homogen.

### Definition der Auto-Barotropie

Wird nicht nur zu einem bestimmten Zeitpunkt, sondern während einer Zeitspanne Barotropie angetroffen, so nennen wir das System auto-barotrop während dieser Zeitspanne. Meistens wird Barotropie für den gesamten Zeitraum unterstellt, so daß man genauer von Auto-barotropie zu sprechen hätte.

Liegt Auto-barotropie vor, so ist

$$\rho = \rho(p, t) \text{ auto-barotrop etwa für } t_0 \leq t \leq t_1 \quad [1.3]$$

und aus (1.1a) folgt, daß auch gelten muß:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \rho \times \nabla p) = 0. \quad [1.4]$$

Das barotrope Modell unterstellt, daß während der Vorhersagezeit Auto-barotropie gilt, und daß die Auto-barotropiebeziehung  $\rho = \rho(p, t)$  auch bekannt ist. Man kann dann voraussetzen, daß immer und überall jedem Druckwert auch ein Dichtewert zugeordnet werden kann, der sich aus [1.3] ergibt und nicht durch physikalische Gesetzmäßigkeiten (z. B. Kontinuitätsgleichung).

Klassische Beispiele für Auto-barotropie sind:

(a) die homogene und inkompressible Atmosphäre mit

$$\nabla \rho = 0; \frac{d\rho}{dt} = 0;$$

(b) die adiabatisch geschichtete und sich adiabatisch ändernde Atmosphäre mit

$$\nabla \theta = 0; \frac{d\theta}{dt} = 0; \theta = \text{potentielle Temperatur};$$

(c) die isotherme und sich isotherm ändernde Atmosphäre mit

$$\nabla T = 0; \frac{dT}{dt} = 0.$$

Bei (b) und (c) wurde als Medium ein ideales Gas konstanter Zusammensetzung vorausgesetzt.

Übrigens muß auch die ruhende und unbeschleunigte Atmosphäre barotrop sein, wie man sich leicht anhand der Bewegungsgleichungen klar macht.

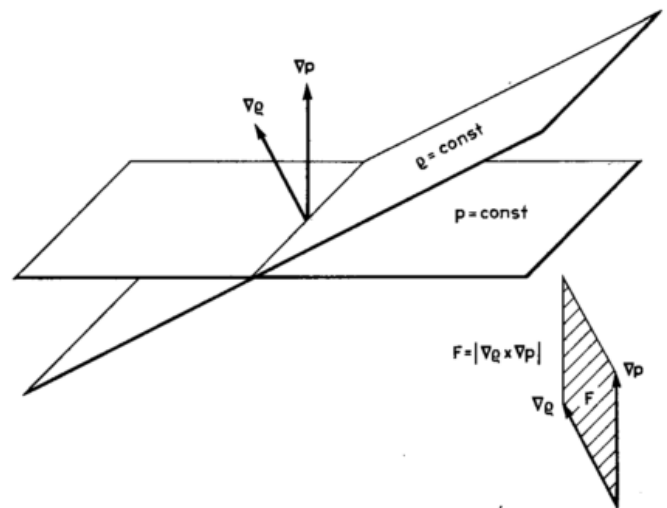


Abb. 1.2  
Orientierung der Gradienten von Druck  $p$  und Dichte  $\rho$

### Thermodynamische Konsequenzen der Auto-barotropie

Im allgemeinen baroklinen Falle wird die Beziehung zwischen Druckänderung und Dichteänderung durch eine physikalische Energiegleichung, nämlich den 1. Hauptsatz der Thermodynamik, kontrolliert; diese wird natürlich Bestandteil des Prognosegleichungssystems.

Führen wir jedoch die Auto-  
barotropiebedingung

$$\varrho = \varrho(p, t)$$

künstlich — ohne Rücksicht auf die tatsächlich ablaufende Physik — ein, so bedeutet dies, daß wir den 1. Hauptsatz gewaltsam außer Kraft setzen und dafür die Auto-  
barotropiebedingung verwenden müssen.

Es kann sein, daß sich das Medium — schon von der Physik her — auto-  
barotrop verhält, dann ist die Auto-  
barotropiebedingung eine physikalische Gesetzmäßigkeit. Physikalisch auto-  
barotrop verhält sich — wenigstens näherungsweise — reines Wasser, das als weitgehend homogen und inkompressibel angesehen werden kann. Es gilt dann

$$\nabla \varrho = 0; \frac{d\varrho}{dt} = 0.$$

Schon salzhaltiges Wasser verletzt aber die Auto-  
barotropiebedingung. Es gilt zwar dann noch wegen der

Inkompressibilität:  $\frac{d\varrho}{dt} = 0$ , aber die Dichte ist bei unterschiedlichem Salzgehalt nicht mehr räumlich konstant:

$$\nabla \varrho \neq 0.$$

Die Atmosphäre ist nie und nirgends auto-  
barotrop. Führen wir — wie in dem barotropen Modell — trotzdem die Auto-  
barotropiebedingung ein, so bedeutet das, daß wir entweder die Physik der Atmosphäre vergewaltigen oder in Gedanken die Atmosphäre verlassen und zu einem System — eben zu einem Modell — überwechseln, das sich barotrop verhält. Als ein solches Modell können wir uns z. B. eine inkompressible homogene Wassermasse vorstellen.

Wir halten fest: In einer auto-  
barotropen Atmosphäre hat eine thermodynamische Energiegleichung keinen Platz, an ihre Stelle tritt die Auto-  
barotropiebedingung.

## 2

K. HINKELMANN, Mainz, und H. REISER, Offenbach

### Hydrostatische Approximation und Barotropiebedingung

Die Auto-  
barotropiebedingung [1.3] stellt eine sehr weitreichende physikalische Einschränkung dar, die in der numerischen Vorhersagepraxis nur akzeptiert werden kann, wenn sie auch zu drastischen Reduzierungen des numerischen Aufwands und entsprechend kurzen Rechenzeiten führt.

Dieser gewünschte Effekt ergibt sich jedoch noch nicht aus der Auto-  
barotropiebedingung allein, sondern erst mit Hilfe zusätzlicher Annahmen, deren wichtigste die in der numerischen Wettervorhersage allgemein übliche hydrostatische Approximation ist. Es ist dann nämlich möglich, die räumliche Abhängigkeit der Feldgrößen (z. B. Windkomponenten, Geopotential) von einer dreidimensionalen Mannigfaltigkeit (z. B.  $x, y, z$ ) auf eine zweidimensionale Mannigfaltigkeit (z. B.  $x, y$ ) zurückzuführen.

#### Konsequenzen der statischen Grundgleichung

Im folgenden setzen wir zusätzlich zur Auto-  
barotropiebedingung voraus, daß alle Bewegungen im hydrostatischen Gleichgewicht verlaufen sollen, daß also stets und überall die nach unten gerichtete Schwerebeschleunigung durch die vertikale Druckgradientkraft genau kompensiert wird:

$$\frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial z} = -g \quad [2.1]$$

Im Gegensatz zur Auto-  
barotropiebedingung, die für die Atmosphäre als eine künstliche Modellannahme eingeführt werden muß, läßt sich die statische Grundgleichung in bekannter Weise aus der Bewegungsgleichung

für die vertikale Geschwindigkeitskomponente  $w$ , also einer strengen physikalischen Bedingung, herleiten.

Der durch [2.1] beschriebene Gleichgewichtszustand ist in der realen Atmosphäre innerhalb des für die numerische Wettervorhersage interessanten Größenordnungsbereichs stets in sehr guter Näherung erfüllt.

Wegen der Barotropiebedingung  $\varrho = \varrho(p)$  läßt sich für die in den Bewegungsgleichungen auftretende Druckgradientkraft

$$\frac{1}{\varrho} \nabla p$$

eine nur von  $p$  direkt abhängige Potentialfunktion

$$P(p) = \int^p \frac{dp'}{\varrho(p')}$$

angeben, so daß nunmehr die Darstellung gilt:

$$\frac{1}{\varrho(p)} \nabla p = \nabla P(p).$$

Die statische Grundgleichung [2.1] besagt nun, daß die Vertikalkomponente dieses Gradienten

$$\frac{\partial}{\partial z} P(p) = \frac{1}{\varrho(p)} \frac{\partial p}{\partial z} = -g$$

praktisch konstant ist. Sieht man von der geringfügigen horizontalen Variation der Schwerebeschleunigung ab, so ist

$$\frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} P(p) \right\} = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} P(p) \right\} = 0 \text{ bzw.}$$

$$\nabla_H \left\{ \frac{\partial}{\partial z} P(p) \right\} = 0 \text{ mit } \nabla_H = \left( \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right).$$

Da die Differentiationen in vertikaler bzw. horizontaler

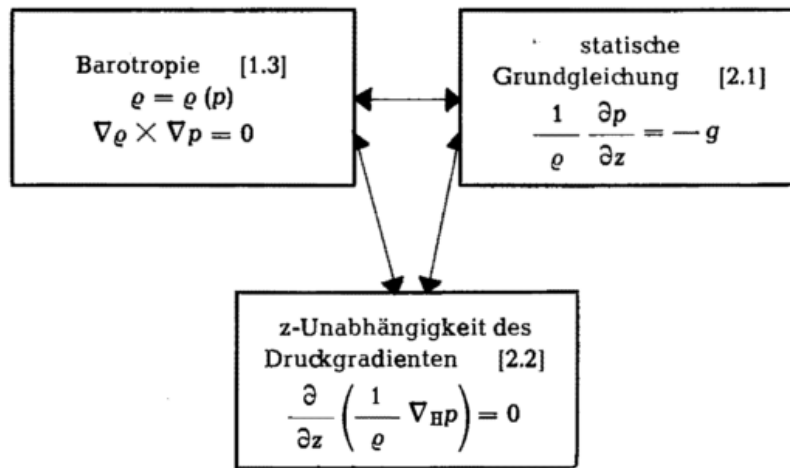


Abb. 2.1  
Gegenseitige Folgerungen aus den Aussagen: Barotropie, statische Grundgleichung und Höhenunabhängigkeit der Druckkräfte

Richtung unbedenklich vertauscht werden können, gilt ebenso:

$$-\frac{\partial}{\partial z} \left\{ \nabla_H P(p) \right\} = \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{1}{\rho(p)} \nabla_{HP} \right\} = 0. \quad [2.2]$$

Aus der Barotropiebedingung [1.3] und der hydrostatischen Grundgleichung [2.1] folgt also zwingend, daß die horizontale Druckgradientkraft  $\frac{1}{\rho} \nabla_{HP}$  von der Vertikalkoordinate unabhängig ist, falls man die x, y-Abhängigkeit der Schwerebeschleunigung unberücksichtigt lassen kann.

Im Spezialfall eines homogenen Mediums ( $\rho = \text{const.}$ ) läßt sich die Unabhängigkeit des horizontalen Druckgradienten von der Höhe z besonders leicht und anschaulich einsehen. Da nämlich der hydrostatische Druck in einem beliebigen Niveau z direkt der Höhe der darüber befindlichen Flüssigkeitssäule proportional ist, können horizontale Unterschiede lediglich durch unterschiedliche Höhen der Oberfläche des homogenen Mediums hervorgerufen werden (bei gleichem äußeren Druck an der Oberfläche).

Es läßt sich übrigens zeigen, daß aus der Höhenunabhängigkeit des Druckgradienten [2.2], und der Barotropiebedingung die statische Grundgleichung sowie aus [2.2] und [2.1] die Barotropiebedingung gefolgert werden kann (Abb. 2.1).

Mit [2.1] war die Gültigkeit der statischen Grundgleichung vorausgesetzt worden; diese setzt zwangsläufig die Bewegungsgleichung für die Vertikalkomponente w außer Kraft, genauso wie die Barotropiebedingung [1.3] die thermodynamische Energiegleichung vertritt, und bedeutet einen weiteren Eingriff in die tatsächliche Physik der realen Atmosphäre.

Die Konsequenzen sind:

a) Mit der Gültigkeit der statischen Grundgleichung werden vertikal laufende Schallwellen unmöglich gemacht bzw. herausgefiltert. Dadurch werden eigentlich nacheinander ablaufende Vorgänge in eine Simultaneität gepreßt. Mit [2.1] wird ja der tatsäch-

liche Druck ersetzt durch den statischen Druck; dieser ist identisch mit dem Gewicht der Luftsäule, die auf der Flächeneinheit, in der der Druck gemessen wird, lastet. Eine Änderung dieses Gewichts an einer beliebigen Stelle der Luftsäule macht sich daher ohne Verzug in einer Druckänderung bemerkbar, während in der nichtstatischen Druckatmosphäre die Laufzeit des Schalls vergeht, bis die Druckänderung registriert wird.

b) Die Unterstellung statischer Druckverhältnisse verfälscht die Physik der Atmosphäre nur unerheblich, solange Phänomene betrachtet werden, deren horizontale Erstreckung (Wellenlänge) groß ist gegen die Höhe der homogenen Atmosphäre. Für kurzwelligere Vorgänge muß jedoch die Gültigkeit der statischen Grundgleichung aufgegeben werden. Es ist daher nicht erlaubt, mit barotropen Modellen — die von der Gültigkeit der statischen Druckverhältnisse Gebrauch machen — Prozesse mit Wellenlängen von wenigen Kilometern beschreiben zu wollen.

Die Verwendung von [2.1] ist übrigens kein typisches Merkmal barotroper Modelle, auch barokline Modelle machen durchweg von der hydrostatischen Approximation Gebrauch. In ihnen erlaubt die Filterung der vertikal laufenden Schallwellen eine Erhöhung des Rechenzeitschritts, womit die baroklinen Modelle in der Praxis erst numerisch lösbar werden. In barotropen Modellen dient [2.1] in erster Linie dazu, die Abhängigkeit der Modellvariablen von der vertikalen Koordinate zu unterdrücken.

Wir bezeichnen in der Meteorologie die relativ schnelllaufenden Schall- und Schwerewellen als Lärmprozesse. Es sei hier vermerkt, daß im barotropen Modell — wegen [2.1] — zwar vertikal laufende Lärmprozesse eliminiert sind, daß aber die Barotropiebedingung horizontal laufende Lärmwellen nicht herausfiltert. Sie äußern sich als Schall- oder Schwerewellen oder kombinierte Wellen, je nachdem, wie die Barotropiebedingung [1.3] spezifiziert wird. Im Falle, daß  $\rho = \text{const}$  in [1.3] gesetzt wird, treten nur externe Schwerewellen auf.

### Auswirkungen auf die Höhenabhängigkeit des Windfeldes

Aus der in [2.2] formulierten Aussage, daß nämlich in einem hydrostatischen barotropen Modell der horizontale Druckgradient nicht mehr von der Höhe  $z$  abhängen kann, ist unmittelbar zu folgern, daß auch die auf horizontalen Druckunterschieden basierenden Approximationen für Gleichgewichtswinde von  $z$  unabhängige Windfelder ergeben und somit ihre zugehörigen Scherwinde verschwinden.

Diese Feststellung gilt für den geostrophischen Wind, also

$$\frac{\partial \mathbf{v}_g}{\partial z} = 0 \quad \text{mit} \quad \mathbf{v}_g(u_g, v_g) = \frac{\mathbf{K}}{f} \times \frac{1}{\rho} \nabla_{HP},$$

und ebenso für den zyklotropischen Wind sowie für die sich mittels der sogenannten Balance-Gleichung aus dem Druckfeld ergebende Windverteilung, die als wesentlich genauer gelten kann.

Selbstverständlich kann der wahre Wind auch bei Annahme barotroper und hydrostatischer Verhältnisse noch mit der Höhe  $z$  variieren, sofern auf zusätzliche Annahmen verzichtet wird. Diese Veränderlichkeit betrifft jedoch nur die Abweichungen von einem Gleichgewichtszustand zwischen Wind- und Druckfeld, also vorwiegend Lärmprozesse. Es kann daher vermutet werden, daß die Berücksichtigung einer Höhenabhängigkeit des Windfeldes zu den prognostischen Qualitäten barotroper Vorhersagemodelle nichts beitragen wird, sondern lediglich zusätzliche Freiheitsgrade für den sogenannten meteorologischen Lärm schafft.

Um auch die gewünschte Unabhängigkeit des wahren Windes  $\mathbf{v}_H(u, v)$  von der Höhe im barotropen Modell zu erreichen, wird eine weitere Modellannahme benötigt: Zu einem bestimmten Anfangszeitpunkt  $t_0$  soll der wahre Horizontalwind von der Höhe  $z$  unabhängig sein, also

$$\left[ \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{v}_H(u, v) \right]_{t=t_0} = 0 \quad [2.3]$$

Dann läßt sich mit Hilfe der (leicht vereinfachten) Bewegungsgleichung für den horizontalen Windvektor  $\mathbf{v}_H$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v}_H + \mathbf{v}_H \cdot \nabla_H \mathbf{v}_H + w \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{v}_H + f \mathbf{K} \times \mathbf{v}_H = - \frac{1}{\rho} \nabla_{HP} \quad [2.4]$$

zeigen, daß diese Unabhängigkeit des Windfeldes von der Höhe für alle Zeiten erhalten bleibt:

In [2.4] ist ja die rechte Seite wegen [2.2] stets von  $z$  unabhängig; auf der linken Seite hängen der zweite und der vierte Term wegen [2.3] zur Zeit  $t = t_0$  nicht von  $z$  ab, der dritte Term verschwindet sogar. Folglich muß zur Zeit  $t = t_0$  auch die zeitliche Änderung  $\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v}_H$  in allen Niveaus gleich ausfallen und von  $z$  unabhängig sein. Das bedeutet, daß nach einem infinitesimalen Zeitschritt der Wind immer noch von der Höhe  $z$  unabhängig ist. Eine Iteration dieser Folgerung führt zu der Feststellung, daß der Windvektor  $\mathbf{v}_H$  für alle Zeiten unabhängig von der Höhe bleibt.

Aus der Aussage [2.1] und der Annahme [2.3] ergibt sich also notwendigerweise

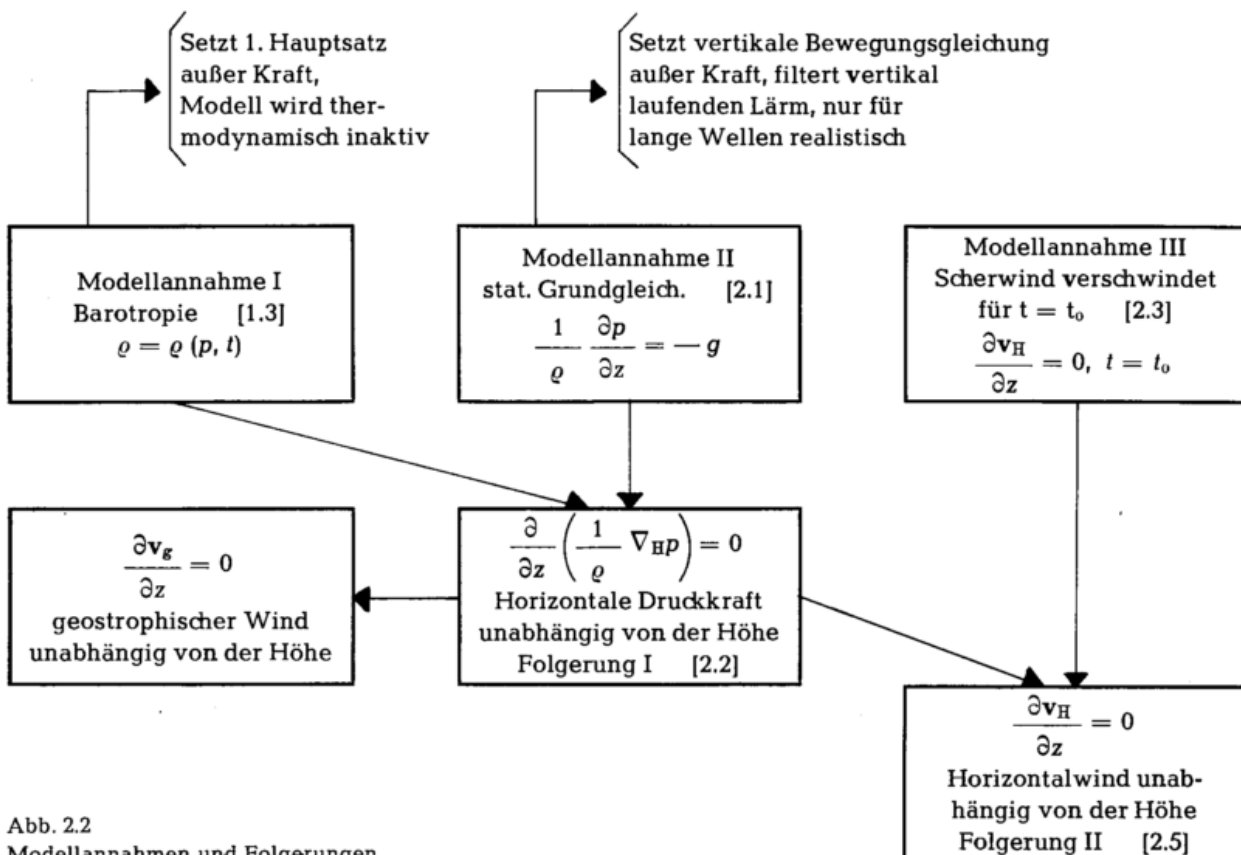


Abb. 2.2  
Modellannahmen und Folgerungen

$$\frac{\partial}{\partial z} \mathbf{v}_H(u, v) = 0 \quad [2.5]$$

Der wahre Horizontalwind  $\mathbf{v}_H$  hängt also nur noch von der Zeit  $t$  und einer zweidimensionalen Mannigfaltigkeit  $(x, y)$  ab, d. h.

$$\mathbf{v}_H = \mathbf{v}_H(x, y, t)$$

Diese Vereinfachung versetzt uns in die Lage, das baro-

trophe Modell als ein räumlich zweidimensionales System zu formulieren. Die Aussage [2.5] bedeutet übrigens keinesfalls, daß alle Bewegungen notwendigerweise horizontal verlaufen und die Vertikalgeschwindigkeiten  $w$  verschwinden.

Zur besseren Übersicht werden die Modellannahmen und die sich daraus ergebenden Konsequenzen noch einmal in Abb. 2.2 zusammengefaßt.

### 3

H. REISER, Offenbach

## Barotrope Vorhersagemodelle ohne Lärmfilterung

In den vorhergehenden Abschnitten wurden die grundlegenden physikalischen Modellannahmen behandelt, mit deren Hilfe aus den allgemeinen Gesetzmäßigkeiten der Atmosphäre barotrope Vorhersagemodelle formuliert werden können.

Unter einem Vorhersagemodell verstehen wir ein abgeschlossenes prognostisches Gleichungssystem, das es gestattet, aus dem zum Anfangszeitpunkt  $t_0$  bekannten Zustand der Modellvariablen wie z. B.  $\mathbf{v}_H(x, y, z, t_0)$ ,  $p(x, y, z, t_0)$  usw. den für einen späteren Zeitpunkt  $t_1 > t_0$  gültigen Zustand aller dieser Variablen vollständig zu berechnen.

Dieses System enthält soviele Gleichungen wie Modellvariable vorhanden sind; dazu kommen noch Randbedingungen an den Begrenzungen des Integrationsgebiets. Mindestens eine der Modellgleichungen muß prognostischer Natur sein, so daß zu einem Zeitpunkt  $t$  die lokale zeitliche Änderung  $\frac{\partial}{\partial t}$  wenigstens einer Variablen berechnet werden kann. Mittels dieser Tendenz wird die betreffende Variable über einen kleinen Zeitschritt extrapoliert, zum Beispiel

$$\mathbf{v}_H(t + \Delta t) = \mathbf{v}_H(t) + \Delta t \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{v}_H(t)$$

Diejenigen Modellvariablen, für die keine prognostischen Beziehungen bestehen, deren lokale zeitliche Änderungen also nicht direkt berechnet werden können, müssen dann für den Zeitpunkt  $t + \Delta t$  aus den bereits prognostizierten Variablen ergänzt werden. Dazu dienen die diagnostischen (von Zeitableitungen freien) Modellgleichungen.

Nachdem die Modellvariablen für  $t + \Delta t$  vollständig vorliegen, kann ein neuer Zeitschritt begonnen werden, der dann die Variablen zur Zeit  $t + 2 \Delta t$  liefert. Durch fortgesetzte Wiederholung dieser Prozedur wird schließlich die gewünschte Vorhersagezeit  $t_1 = t_0 + n \Delta t$  erreicht.

Als Beispiel einer prognostischen Beziehung sei auf [2.4] verwiesen; mit dieser Gleichung läßt sich die zeitliche

Änderung des Windfeldes,  $\frac{\partial \mathbf{v}_H}{\partial t}$ , aus dem Wind-, Druck- und Dichtefeld für jeden Zeitpunkt berechnen. Die statische Grundgleichung [2.1] ist dagegen eine diagnostische Beziehung, welche z. B. zu einer bekannten Dichteverteilung das zugehörige statische Druckfeld bestimmt, wenn der Bodendruck als Randbedingung bekannt ist.

### Das allgemeine barotrope Modell

Ohne nähere Spezifikation der Autobarotropiebedingung  $\rho = \rho(p, t)$  stellen wir uns ein barotropes Medium zunächst als Gas oder Flüssigkeit vor und verzichten der Anschaulichkeit halber auf eine Berücksichtigung der Kugelgestalt der Erde; eine solche Vereinfachung ist in der Praxis der numerischen Wettervorhersage allgemein jedoch nicht mehr zulässig.

Abb. 3.1 stellt einen Vertikalschnitt durch das barotrope Medium dar. Dieses wird nach unten durch die Orographiefunktion  $z_s(x, y)$  begrenzt, welche die geometrische Höhe der festen Erdoberfläche angibt und als bekannt vorausgesetzt werden kann. Als obere Begrenzung nehmen wir eine frei bewegliche, zeitlich veränderliche Oberfläche  $z'(x, y, t)$  an; auch der bei gasförmigen Medien mögliche Fall, daß keine freie Oberfläche existiert und  $z'$  unendlich groß wird, ist in unseren Betrachtungen als Grenzfall  $\lim z' \rightarrow \infty$  enthalten.

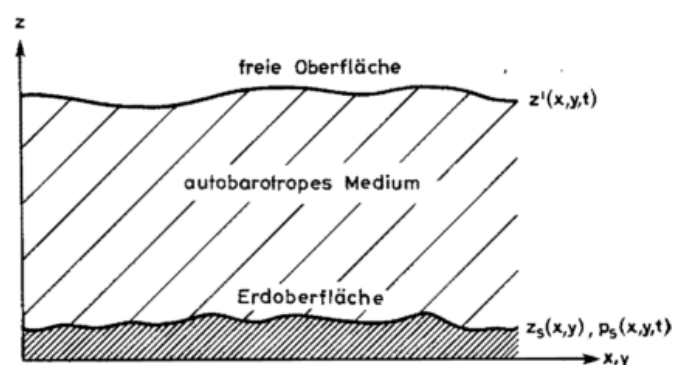


Abb. 3.1  
Vertikalschnitt durch ein autobarotropes Medium

Für ein barotropes Modell der Atmosphäre ist es nicht sinnvoll, an der freien Oberfläche  $z'$  ( $x, y, t$ ) einen von Null verschiedenen Druck  $p(z')$  zu betrachten; wir gehen deshalb davon aus, daß auch bei endlicher Höhe der freien Oberfläche  $p(z') = 0$  gilt.

Der an der Erdoberfläche  $z = z_s(x, y)$  anzutreffende Druck  $p$  wird abgekürzt mit  $p_s(x, y, t)$  bezeichnet. Da für barotrope Vorhersagemodelle stets die Gültigkeit der hydrostatischen Grundgleichung

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = -g$$

angenommen wird, erhält man für den Druck in einem bestimmten Niveau  $z$  mit  $p(z') = 0$

$$p = g \int_z^{z'} \rho \, dz$$

und am Boden

$$p_s = g \int_{z_s}^{z'} \rho \, dz \quad [3.1]$$

In Abschnitt 2 war gezeigt worden, daß in einem hydrostatischen barotropen Modell der horizontale Druckgradient  $\frac{1}{\rho} \nabla_H p$  nicht mehr von der Höhe  $z$  abhängt. Es liegt deshalb nahe, diesen Gradienten nicht in einem beliebigen Niveau aus  $p(x, y, z, t)$ , sondern aus dem räumlich nur zweidimensionalen Bodendruck  $p_s(x, y, t)$  zu berechnen.

Will man  $\nabla_H p$  an der Stelle  $z = z_s$  durch  $\nabla_H p_s$  ausdrücken, so ist zu berücksichtigen, daß der Bodendruck  $p_s$  auch die der unterschiedlichen Bodenhöhe  $z_s(x, y)$  entsprechenden hydrostatischen Druckunterschiede enthält; der Gradient  $\nabla_H p_s$  muß also um diesen Anteil korrigiert werden (Abb. 3.2).

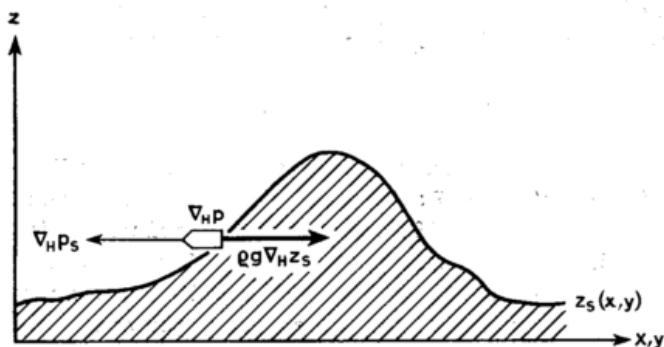


Abb. 3.2  
Zur Berechnung des horizontalen Druckgradienten an der Stelle  $z = z_s$

Der statische Bodendruck  $p_s$  läßt sich als Summe des Druckes  $p$  in einem beliebigen Niveau  $z$  und des Gewichts der Säule zwischen  $z$  und  $z_s$  ausdrücken:

$$p_s = p(z) + g \int_{z_s}^z \rho \, dz$$

Daraus findet man durch Differentiation und anschließenden Grenzübergang  $z \rightarrow z_s$  die gesuchte Relation:

$$\nabla_H p_s = \nabla_H p \Big|_{z=z_s} - g \rho(p_s) \nabla_H z_s$$

oder

$$\left( \frac{1}{\rho} \nabla_H p \right) \Big|_{z=z_s} = \frac{1}{\rho(p_s)} \nabla_H p_s + g \nabla_H z_s.$$

Der von  $z$  unabhängige horizontale Druckgradient läßt sich somit aus den von  $z$  unabhängigen Variablen  $p_s(x, y, t)$  und  $z_s(x, y)$  berechnen, wenn die Autobarotropiebedingung für  $\rho(p_s)$  bekannt ist.

Führt man diesen Ausdruck für  $\frac{1}{\rho} \nabla_H p$  in die Bewegungsgleichung [2.4] ein und beachtet, daß auch  $\mathbf{v}_H$  wegen der Annahme [2.3] nicht mehr von  $z$  abhängen kann, so erhält man eine prognostische Modellgleichung für  $\mathbf{v}_H(x, y, t)$ , in der nur noch der Bodendruck  $p_s(x, y, t)$  als weitere Modellvariable vorkommt:

$$\frac{\partial \mathbf{v}_H}{\partial t} + \mathbf{v}_H \cdot \nabla_H \mathbf{v}_H + \mathbf{f} \mathbf{K} \times \mathbf{v}_H + \frac{1}{\rho(p_s)} \nabla_H p_s + \nabla_H H_s = 0. \quad [3.2]$$

Mit  $H_s$  wird hier das Geopotential der festen Erdoberfläche bezeichnet:

$$H_s(x, y) = g z_s(x, y)$$

Für ein allgemeines barotropes Modell benötigen wir noch eine zweite Beziehung zwischen Bodendruck  $p_s(x, y, t)$  und dem Windfeld  $\mathbf{v}_H(x, y, t)$ . Diese erhält man aus der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla_H \cdot (\rho \mathbf{v}_H) + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0$$

durch Integration über die gesamte Vertikalerstreckung des barotropen Mediums, also von  $z_s$  bis  $z'$ :

$$\int_{z_s}^{z'} \frac{\partial \rho}{\partial t} \, dz + \int_{z_s}^{z'} \nabla_H \cdot (\rho \mathbf{v}_H) \, dz + \rho w \Big|_{z_s}^{z'} = 0$$

Die Obergrenze  $z'$  darf gegen unendlich gehen, wenn die Dichte  $\rho$  mit  $z' \rightarrow \infty$  entsprechend gegen Null geht.

Vertauscht man unter Beachtung der variablen Integrationsgrenzen  $z'$  ( $x, y, t$ ),  $z_s(x, y)$  die Differentiationen  $\frac{\partial}{\partial t}$ ,  $\nabla_H$  mit der Integration über  $z$  und berücksichtigt die Randbedingungen

$$w(z') = \frac{\partial z'}{\partial t} + \mathbf{v}_H \cdot \nabla_H z' \quad \text{an der Obergrenze,}$$

$$w(z_s) = \mathbf{v}_H \cdot \nabla_H z_s \quad \text{an der Untergrenze,}$$

so erhält man mit [3.1] die gesuchte Beziehung

$$\frac{\partial p_s}{\partial t} + \nabla_H \cdot (p_s \mathbf{v}_H) = 0. \quad [3.3]$$

Damit stehen für die Modellvariablen  $\mathbf{v}_H(x, y, t)$  und  $p_s(x, y, t)$  in [3.2] und [3.3] prognostische Modellgleichungen zur Verfügung, die durch die diagnostische Autobarotropiebedingung

$$\rho = \rho(p_s)$$

zu einem abgeschlossenen System ergänzt werden.

Für die numerische Integration bedeutet es eine außerordentliche Erleichterung, daß die Modellvariablen nicht mehr von der Vertikalkoordinate  $z$  abhängen.

Eine Anwendung in der numerischen Wettervorhersage setzt voraus, daß ein brauchbarer Zusammenhang zwischen den Modellgrößen  $\mathbf{v}_H(x, y, t)$ ,  $p_s(x, y, t)$  und dem Verhalten der realen Atmosphäre hergestellt werden kann. Dieser ergibt sich beim Bodendruck  $p_s$  zwangsläufig; folglich muß auch die Modellgeschwindigkeit  $\mathbf{v}_H$  dem Bodenwind entsprechen, denn nach [3.2] kann sich  $\mathbf{v}_H$  nur dem Bodendruck  $p_s$  im Sinne eines quasigeostrophischen Gleichgewichts adaptieren.

Wie die praktische Erfahrung zeigt, kann jedoch das großräumige Windfeld sehr viel besser durch einen vertikal gemittelten Wind bzw. den Wind eines mittleren Niveaus als durch den Bodenwind charakterisiert werden. Deshalb können von den zweidimensionalen barotropen Modellen auch bessere Ergebnisse für das Wind- und Druckfeld in 500 mb als für die Bodenwerte erwartet werden. Hinzu kommt, daß in mittleren Niveaus die Beträge der horizontalen Winddivergenzen ein Minimum haben (sogenanntes „divergenzfreies Niveau“ etwa in 500 mb); da barotrope Modelle wegen ihrer räumlichen Zweidimensionalität keine meteorologisch bedeutsamen Divergenzen entwickeln können, versprechen sie bei einer Anwendung in einer nahezu divergenzfreien Niveauläche auch die besten Vorhersageergebnisse.

Ein barotropes Modell entsprechend [3.2], [3.3] mit dem Bodendruck  $p_s(x, y, t)$  als Modellvariable ist deshalb noch nie in der numerischen Wettervorhersage eingesetzt worden.

### Das barotrope Modell der homogenen Atmosphäre

Es ist vorteilhaft, anstelle des weniger geeigneten Bodendrucks  $p_s(x, y, t)$  die Höhe der freien Oberfläche  $z'(x, y, t)$  bzw. ihr Geopotential

$$H(x, y, t) = g z'(x, y, t)$$

als Modellvariable einzuführen; diese Höhe läßt sich dann einfach mit dem Geopotential einer Druckfläche identifizieren.

Um ein barotropes Modell mit  $H(x, y, t)$  zu gewinnen, muß die zunächst noch freie Barotropiefunktion  $\rho = \rho(p)$  so spezifiziert werden, daß eine endliche Höhe  $z'$  für die freie Oberfläche resultiert. Das geschieht am einfachsten durch die Annahme einer bezüglich der Dichte  $\rho$  homogenen und inkompressiblen Atmosphäre, also

$$\rho = \rho_0 = \text{const.}, \quad \frac{d\rho}{dt} = 0.$$

Wegen der konstanten Dichte besteht zwischen dem hydrostatischen Bodendruck und der Höhe der Oberfläche die einfache Relation

$$p_s = g \rho_0 (z' - z_s) = \rho_0 g (H - H_s)$$

Mit diesem Ausdruck für  $p_s$  gehen [3.2], [3.3] in die Modellgleichungen der homogenen Atmosphäre über:

$$\frac{\partial \mathbf{v}_H}{\partial t} + \mathbf{v}_H \cdot \nabla_H \mathbf{v}_H + f \mathbf{K} \times \mathbf{v}_H + \nabla_H H = 0, \quad [3.4]$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \nabla_H \cdot \{(H - H_s) \mathbf{v}_H\} = 0. \quad [3.5]$$

Selbstverständlich beschreiben diese Modellgleichungen dasselbe physikalische Modell wie die durch die Spezifikation  $\rho = \rho_0 = \text{const}$  ergänzten allgemeinen Gleichungen [3.2], [3.3], da ja der Bodendruck  $p_s$  und das Geopotential  $H$  starr miteinander gekoppelt sind.

Aus den Modellgleichungen [3.4], [3.5], in denen die Dichte  $\rho_0$  überhaupt nicht mehr als Parameter vorkommt, ergibt sich zunächst kein Hinweis auf die Verknüpfung der Modellvariablen  $H(x, y, t)$  und  $\mathbf{v}_H(x, y, t)$  mit entsprechenden Größen der realen Atmosphäre. Beispielsweise könnte man von der bekannten Beziehung  $H = p_0 / \rho_0$  ( $p_0, \rho_0$  als Bodenwerte) für die Höhe der homogenen Atmosphäre ausgehen und die Modellvariablen einer Druckfläche in ca. 8000 m Höhe entnehmen; die Verwendung einer mittleren Dichte anstelle des Bodenwertes würde sogar noch größere Werte für  $H$  nach sich ziehen.

Stattdessen knüpft man an der Vorstellung an, daß die von der Höhe unabhängige Modellgeschwindigkeit  $\mathbf{v}_H$  am besten einen vertikal gemittelten realen Wind repräsentiert, und ordnet diesem ein sogenanntes „äquivalent-barotropes“ Niveau zu. Dieses Niveau wird aus praktischen Gründen mit der 500 mb-Fläche identifiziert, die ja auch etwa der auf die Masse bezogenen mittleren Höhe der Atmosphäre entspricht.

Man erhält damit die Zuordnung:

$$\mathbf{v}_H = \mathbf{v}_{500}, \quad H = H_{500}.$$

Wie aus dem folgenden Abschnitt hervorgeht, bestimmt der horizontale Mittelwert  $\bar{H}^{xy}$  im Modell die Ausbreitungsgeschwindigkeit der externen Schwerewellen, die ihrerseits die Größe des verwendbaren Integrationszeitschrittes  $\Delta t$  begrenzt. Im Deutschen Wetterdienst, der das Modell der homogenen Atmosphäre seit 1966 routinemäßig einsetzt, wird deshalb das Geopotential  $H_{500}$  nicht unmittelbar der Modellvariablen  $H$  gleichgesetzt; durch Subtraktion einer passenden Konstanten wird zuvor das hemisphärische Flächenmittel auf 2000 m reduziert:

$$H = H_{500} - \bar{H}_{500}^{xy} + 2000 \cdot g$$

Diese Reduktion erlaubt eine Vergrößerung des Zeitschritts auf  $\Delta t = 7.5$  Minuten bei einer horizontalen Maschenweite von 381 km und bewirkt außerdem, daß die Phasengeschwindigkeit ultralanger Rossby-Wellen, die sich wegen der Breitenabhängigkeit des Coriolis-Parameters nach Westen verlagern, abgebremst wird und dem beobachteten quasistationären Verhalten besser entspricht.

Wegen dieser Herabsetzung der mittleren Höhe  $\bar{H}^{xy}$  können im Modell für die Orographiefunktion  $H_s(x, y)$  nicht mehr die wahren Werte verwendet werden; diese würden auch noch bei einer dem horizontalen Gitterabstand angepaßten Mittelung im Himalaja-Gebiet 5000 m überschreiten und zu einer völlig unrealistischen Durchstoßung der Obergrenze der Modellatmosphäre führen. Im Deutschen Wetterdienst wird deshalb die Orographie im Modell zunächst nur mit einem Viertel ihrer wahren Höhenwerte berücksichtigt. Diese in ihrem Ausmaß einigmaßen willkürliche Reduktion wurde empi-

risch ermittelt; sie hat zur Folge, daß nur noch Extremwerte der Modellorographie in die obere Hälfte der Modellatmosphäre hineinragen.

Numerische Experimente zeigen jedoch, daß der orographische Effekt immer noch viel zu stark in die Vorhersageergebnisse eingeht, da das Modell statt des Bodenwindes die der freien Atmosphäre zugehörige Modellgeschwindigkeit  $v_H$  heranziehen muß. Die mit gefilterten barotropen Modellen gemachten Erfahrungen, daß der Bodenwind im orographischen Effekt nur mit etwa einem Fünftel der Windgeschwindigkeit  $v_H$  in 500 mb anzusetzen ist, bestätigen sich auch beim Modell der homogenen Atmosphäre.

Es erweist sich als zweckmäßig, diese notwendige Reduktion des Terms  $\nabla_H \cdot (H_s v_H)$  in Gleichung [3.5] nicht im Wind  $v_H$ , sondern ebenfalls in der Modellorographie  $H_s(x, y)$  vorzunehmen;  $H_s(x, y)$  wird also tatsächlich nur mit 5% des wahren Wertes berücksichtigt.

### Eigenschaften des Modells der homogenen Atmosphäre

Will man sich eine Vorstellung von den physikalischen Eigenschaften des Systems [3.4], [3.5] verschaffen, so liegt es nahe, zunächst an ein reales Modell wie beispielsweise einen rotierenden Wassertank mit freier Oberfläche zu denken. Die Voraussetzung der Auto-barotropie wird durch reines Wasser gut erfüllt, und die Abweichungen vom hydrostatischen Druck bleiben bei nicht zu großen Strömungsgeschwindigkeiten hinreichend klein; die Annahme einer von  $z$  praktisch unabhängigen Horizontalgeschwindigkeit  $v_H$  wird sich allerdings kaum realisieren lassen.

Das Gleichungssystem [3.4], [3.5] geht mithin in seinen Vereinfachungen noch wesentlich unter dieses simple Wassertankmodell.

In einem um die Vertikale rotierenden Tank können neben einigermaßen persistenten Strömungsfeldern mit eingebetteten größeren Wirbeln auch kurzperiodische Ausbreitungsvorgänge beobachtet werden, die sich als ringförmig auseinanderlaufende Wellen dem großräumigeren Strömungsbild überlagern.

Ganz entsprechend beschreiben die Modellgleichungen der homogenen Atmosphäre außer den meteorologisch interessanten Prozessen wie z. B. Verlagerungen von Trögen und Rücken auch Wellenvorgänge mit höherer Ausbreitungsgeschwindigkeit und kürzeren Schwingungsperioden. Diese externen Schwerewellen werden gerne als „meteorologischer Lärm“ bezeichnet, weil sie auf den Ablauf der uns interessierenden Phänomene ohne wesentlichen Einfluß sind. Ihr Vorhandensein ist jedoch für die Integration der Modellgleichungen von erheblicher Bedeutung; sie erfordern nicht nur einen relativ kleinen Integrationszeitschritt  $\Delta t$ , sondern können sich auch durch zu große Amplituden störend bemerkbar machen und die meteorologisch interessanten Ergebnisse verfälschen.

Einen Überblick über sämtliche im Modell möglichen Wellenvorgänge gewinnt man durch eine analytische Untersuchung der zu [3.4] und [3.5] gehörigen linearisierten Modellgleichungen.

Als stationärer Grundzustand wird eine von  $x$  und  $y$  unabhängige geostrophische Grundströmung

$$U = -\frac{1}{f} \frac{\partial H}{\partial y}$$

angenommen, der die periodischen Störungen  $u(x, t)$ ,  $v(x, t)$ ,  $h(x, t)$  überlagert sein sollen:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + U \frac{\partial u}{\partial x} - f v + \frac{\partial h}{\partial x} = 0, \quad [3.6]$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + U \frac{\partial v}{\partial x} + f u = 0, \quad [3.7]$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + U \frac{\partial h}{\partial x} + \bar{H} \frac{\partial u}{\partial x} - f U v = 0. \quad [3.8]$$

Der Coriolisparameter  $f$  wird der Einfachheit halber als konstant angesehen; außerdem wurde in [3.8] anstelle des von  $y$  abhängigen Geopotentials  $H$  der konstante Mittelwert  $\bar{H}$  eingesetzt. Mit dieser (nicht ganz konsequenter) Vereinfachung lassen sich diese Gleichungen durch einen Wellenansatz

$$u, v, h \sim e^{ik(x-ct)}, \quad k = \frac{2\pi}{L},$$

lösen; die zunächst noch unbestimmte Phasengeschwindigkeit  $c$  ergibt sich dabei aus der Bedingung:

$$(c-U)^3 - \left(\bar{H} + \frac{f^2}{k^2}\right)(c-U) - \frac{f^2}{k^2} U = 0. \quad [3.9]$$

Hier lassen sich  $\frac{f}{k} = C_T$  als Phasengeschwindigkeit reiner Trägheitswellen ( $\sim 50$  m/sec bei  $L = 3000$  km und  $f = 10^{-4}$  sec $^{-1}$ ) und  $\sqrt{\bar{H}} = C_N$  als Newton'sche Schallgeschwindigkeit ( $\sim 280$  m/sec bei  $z' = 8000$  m) interpretieren.

Die Frequenzgleichung [3.9] des Modells der homogenen Atmosphäre hat normalerweise 3 reelle Wurzeln  $(c-U)$ . Die den meteorologisch interessanten Vorgängen zugehörige Phasengeschwindigkeit  $c_1$  liegt in der Größenordnung der mittleren Windgeschwindigkeit  $U$ ; mit

$|c_1 - U| \ll \bar{H} + \frac{f^2}{k^2}$  erhält man als Näherungsformel

$$c_1 \approx U \frac{\bar{H}}{\bar{H} + f^2/k^2} \quad [3.10]$$

Kürzere Wellen ( $L \leq 3000$  km) verlagern sich demnach praktisch mit der Windgeschwindigkeit  $U$ , während längere Wellen entsprechend verlangsamt werden.

Die beiden anderen Phasengeschwindigkeiten  $c_{2/3}$  gehören zu externen Schwerewellen, die sich ungefähr mit Newton'scher Schallgeschwindigkeit in der positiven bzw. negativen  $x$ -Richtung ausbreiten; wegen

$$(c_{2/3} - U)^3 \gg U \frac{f^2}{k^2} \text{ gilt näherungsweise:} \\ c_{2/3} \approx U \pm \sqrt{\bar{H} + f^2/k^2}. \quad [3.11]$$

Durch die im Deutschen Wetterdienst vorgenommene Reduktion des horizontalen Mittelwertes  $\bar{H}^{xy}$  auf 2000 m werden folglich die Lärmgeschwindigkeiten  $c_{2/3}$  auf den etwa halben Wert (ca. 140 m/sec) gesenkt; außerdem wird nach [3.10] der Abbremsungseffekt für lange Wellen verstärkt.

Dieser Wirkung kommt besondere Bedeutung zu, wenn man die Variabilität des Coriolisparameters  $f$  berücksichtigt. Mit dem Rossby'schen Ansatz

$$f = f_0 + \beta y$$

erhält man für die synoptische Phasengeschwindigkeit

$$c_1 \approx (U - \beta/k^2) \frac{\bar{H}}{\bar{H} + f^2/k^2}$$

Für lange Wellen mit  $U < \beta/k^2$  setzt also eine Verlagerung nach Westen ein (vgl. dazu auch die Tabellen in Abschnitt 4); diese Verlagerungsgeschwindigkeit wird jedoch durch den zweiten Faktor stark gedämpft und nähert sich damit dem tatsächlichen quasistationären Verhalten.

#### Modelldefekte

Aufgrund der einschneidenden Modellvoraussetzungen sind barotrope Vorhersagen der 500 mb-Fläche mit systematischen Mängeln behaftet, die sich bei den einzelnen Wetterlagen unterschiedlich auswirken können und bei der Verwertung dieser Vorhersagekarten beachtet werden sollten.

Die Barotropiebedingung läßt keinen Raum für die meteorologisch so bedeutsame vertikale Windscherung und schließt die mit horizontaler Temperaturadvektion verknüpften baroklinen Prozesse aus; infolgedessen sind Zyklongenese, bei denen die Störungen kinetische Energie aus der Baroklinität gewinnen, in barotropen Modellen nicht möglich. Zwar können in ungefilterten Modellen auch Umwandlungen zwischen potentieller und kinetischer Energie stattfinden; sie bleiben jedoch auf kurzperiodische Lärmphänomene beschränkt und haben nichts mit baroklinen Entwicklungen zu tun, bei denen die gewonnene kinetische Energie aus der durch Ausbreiten kälterer Luft in den unteren Schichten und entsprechendes Abheben der Warmluft freigemachten potentiellen Energie stammt.

Barokline Entwicklungen sind mit individuellen Änderungen der „Vorticity“  $\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$  verknüpft, die ein Maß für die Zyklonalität darstellt.

Bei streng divergenzfreien barotropen Modellen (vgl.

Abschnitt 4) bleibt die „absolute Vorticity“ ( $\zeta + f$ ) individuell erhalten; die Zyklonalität eines Teilchens kann also nur durch meridionale Verschiebungen geringfügig verändert werden (entsprechend  $df/dy$ ) und bleibt bei überwiegend zonalen Verlagerungen praktisch konstant.

Aus den Gleichungen [3.4], [3.5] des ungefilterten und nicht divergenzfreien Modells der homogenen Atmosphäre folgt, daß hier nur die „potentielle Vorticity“ konserviert wird:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\zeta + f}{H - H_s} \right) = 0. \quad [3.12]$$

Da jedoch die Variabilität des Nenners (insbesondere bei ebener Erdoberfläche) relativ gering ist, bleibt auch bei ungefilterten Modellen die absolute Vorticity praktisch erhalten. Zudem sind nach [3.12] zunehmende Vorticity mit Druckanstieg  $\left( \frac{dH}{dt} \geq 0 \right)$  und antizyklonale

Vorticityänderungen mit Druckfall verknüpft; bei synoptisch bedeutsamen Prozessen ist dagegen eine gegenläufige Korrelation zu beobachten. Mögliche Vorticityänderungen im Modell der homogenen Atmosphäre sind deshalb im wesentlichen auf Lärmprozesse zurückzuführen.

Neben dem aus der Barotropieannahme unmittelbar verständlichen Unvermögen, barokline Vorgänge oder gar auf diabatische Prozesse zurückgehende Entwicklungstendenzen zu erfassen, zeigen barotrope Modelle eine Neigung zu einer unrealistischen Zonalisierung der Strömungsverhältnisse, die besonders bei längerer Vorhersagedauer deutlich hervortritt. Es geht also kinetische Energie der Störungen in kinetische Energie der zonalen Grundströmung über; dieses Verhalten im Sinne barotroper Stabilität entspricht durchaus unseren Vorstellungen über die Energieumsetzungen in der Atmosphäre. Da barotrope Modelle jedoch nicht in der Lage sind, diesen Energieverlust der Störungen mit Hilfe barokliner Entwicklungen aus der verfügbaren potentiellen Energie auszugleichen, ergibt sich im Endeffekt eine unrealistische Abschwächung der Störungen zu Gunsten der Zonalströmung.

Außer den physikalisch begründeten Mängeln sind auch noch die auf numerischen Approximationen beruhenden Defekte zu erwähnen, die sich vor allem in einer zu langsamen Verlagerungsgeschwindigkeit kurzweiliger Störungen bemerkbar machen.

Es ist noch zu ergänzen, daß die Spezifikation der Barotropieannahme auf diese Mängel ohne Einfluß bleibt und es deshalb wenig Sinn hat, die Annahme einer homogenen Atmosphäre durch eine andere Autobarotropiebedingung zu ersetzen.

## Barotrope Modelle mit Lärmfilterung

Die vorhergehenden Abschnitte haben gezeigt, daß die Unabhängigkeit des horizontalen Windes  $v_H$  von der Höhe ein wesentliches Merkmal barotroper Modelle ist. Jedoch lassen die Annahmen [1.3], [2.1] und [2.3] noch die horizontale Ausbreitung von kurzperiodischen Lärmvorgängen zu. Für die eigentliche Prognose sind solche Lärmprozesse eine uninteressante Komplikation. Wegen ihrer hohen Ausbreitungsgeschwindigkeit verlangen sie bei der numerischen Integration relativ kleine Zeitschritte und damit hohen Rechenaufwand.

Deshalb sah man sich bei den ersten Modellen der numerischen Vorhersage aus Ersparnisgründen zu weitgehenden Vereinfachungen gezwungen. Die Vorhersagebeziehungen waren so zu ändern, daß nur noch prognostisch interessante Phänomene beschrieben, jedoch die unerwünschten Lärmvorgänge „ausgefiltert“, das heißt eliminiert wurden.

### Das inkompressible Modell mit fester Obergrenze

C. G. ROSSBY untersuchte 1939 die Verlagerung von Wellen in einer einheitlichen, von W nach E gerichteten Grundströmung. Dabei bediente er sich eines sehr einfachen barotropen Modells der Atmosphäre. Dieses läßt sich vorstellen als eine inkompressible homogene Flüssigkeit mit konstanter Dichte  $\rho_0$ , welche sich zwischen zwei horizontalen Platten reibungsfrei und stets nur horizontal bewegen darf. In diesem System kann es wegen der Inkompressibilität keine Schallwellen und wegen der Homogenität in Verbindung mit der oberen Randbedingung auch keine Schwerewellen geben. Dennoch sind horizontale Druckunterschiede möglich.

Die Bewegungsgleichungen vereinfachen sich wegen

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = 0 \text{ nach [2.5] auf}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - fv + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad [4.1]$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + fu + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} = 0. \quad [4.2]$$

Differenzieren wir [4.2] nach  $x$ , [4.1] nach  $y$  und subtrahieren, so erhalten wir die bekannte barotrope Vorticitygleichung

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial \eta}{\partial x} + v \frac{\partial \eta}{\partial y} + \eta D = 0 \quad [4.3]$$

mit

$$\eta = \zeta + f; \zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}; f = 2 \Omega \sin \varphi; D = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}$$

Begrenzen wir die homogene Atmosphäre oben und unten durch feste ebene Platten, so werden wegen der Inkompressibilität Vertikalbewegungen ausgeschlossen, und die Divergenz der horizontalen Strömung muß verschwinden, also  $D = 0$ . Aus [4.3] folgt dann die „Erhaltung der absoluten Vorticity“ in einer divergenzfreien Strömung:

$$\frac{d\eta}{dt} = 0. \quad [4.4]$$

In diesem Modell behält ein Luftteilchen immer seinen ursprünglichen  $\eta$ -Wert bei. Bewegt sich das Teilchen nach Norden, wobei der Coriolisparameter  $f$  zunimmt, so muß entsprechend die relative Vorticity  $\zeta$  abnehmen, die Bewegung also antizyklonal werden. Umgekehrt wird bei einer Verlagerung nach Süden  $f$  kleiner und  $\zeta$  größer, die Strömung also zyklonal.

Es zeigt sich, daß die barotrope Vorticitygleichung [4.4] bzw.

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} (\zeta + f) + v \frac{\partial}{\partial y} (\zeta + f) = 0 \quad [4.5]$$

bereits allein zur Beschreibung des Modells genügt, obwohl sie außer der relativen Vorticity  $\zeta$  auch die horizontalen Windkomponenten  $u$  und  $v$  enthält. Wegen der Divergenzfreiheit  $D = 0$  lassen sich nämlich alle drei Größen aus einer skalaren Stromfunktion  $\psi(x, y, t)$  ableiten:

$$u = -\frac{\partial \psi}{\partial y}; v = \frac{\partial \psi}{\partial x}; \zeta = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = \nabla_H^2 \psi.$$

Mit dieser Stromfunktion erhalten wir aus [4.5] die Modellgleichung

$$\nabla_H^2 \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} (\nabla_H^2 \psi + f) + \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} (\nabla_H^2 \psi + f). \quad [4.6]$$

Das ist eine Poisson'sche Differentialgleichung für die zeitliche Änderung  $\frac{\partial \psi}{\partial t}$ . Sie läßt sich mittels Relaxationsmethoden numerisch lösen. Damit kann die Stromfunktion  $\psi(x, y, t)$  über einen kleinen Zeitschritt  $\Delta t$  in die Zukunft extrapoliert werden. Diese Prozedur wird häufig wiederholt. So wird aus einer Anfangssituation  $\psi(x, y, t_0)$  mit Hilfe vieler Einzelzeitschritte eine Vorhersage über längere Zeit erzeugt.

Der Zusammenhang zwischen der nicht meßbaren Stromfunktion  $\psi$  und dem Geopotential  $\Phi$  wird im allgemeinen durch die sogenannte „Balance-Gleichung“ hergestellt. Diese folgt für eine divergenzfreie Strömung ( $D = 0$ ,

$\frac{\partial}{\partial t} D = 0$ ) aus [4.1], [4.2] durch Differentiation nach

x bzw. y und anschließende Addition:

$$2 \left\{ \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} \right)^2 \right\} + \nabla_H \cdot (f \nabla_H \psi) = \nabla_H^2 \Phi. \quad [4.7]$$

Zur Anfangszeit  $t = t_0$  muß die Stromfunktion  $\psi(x, y, t_0)$  mittels [4.7] aus dem analysierten Geopotential  $\Phi(x, y, t_0)$  berechnet werden; das ist eine ziemlich schwierige Aufgabe, denn die Balance-Gleichung ist in  $\psi$  nichtlinear vom Monge-Ampère-Typ. Umgekehrt muß zu den Prognosezeiten  $t_1, t_2, \dots$  aus der vorhergesagten Stromfunktion  $\psi(x, y, t_1), \psi(x, y, t_2), \dots$  das zugehörige Geopotential  $\Phi(x, y, t_1), \Phi(x, y, t_2), \dots$  bestimmt werden; das ist viel einfacher, denn [4.7] ist in  $\Phi$  linear.

Bei der praktischen Anwendung des gefilterten barotropen Modells benutzt man Wind und Geopotential der 500 mb-Fläche und erzielt damit gute Ergebnisse. Die Wahl der 500 mb-Fläche wird mit der Modelleigenschaft  $D = 0$  begründet, da die tatsächliche Atmosphäre am ehesten in diesem Niveau divergenzfrei ist.

Der etwas komplizierte Umweg über Balancegleichung und Stromfunktion wurde bei den ersten barotropen Modellen durch Verwendung der geostrophischen Approximation vermieden:

$$u_g = -\frac{1}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial y}; v_g = \frac{1}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial x}; \zeta_g \approx \frac{1}{f} \nabla_H^2 \Phi.$$

Dabei wird in der geostrophischen Vorticity  $\zeta_g$  stets ein Zusatzglied vernachlässigt, welches aus der Variabilität von  $f$  stammt. Aus dem gleichen Grund ist der geostrophische Wind  $u_g, v_g$  nicht divergenzfrei. In Gleichung [4.5] wurde jedoch  $D = 0$  vorausgesetzt. Deshalb muß man bei der quasi-geostrophischen Approximation der barotropen Vorticitygleichung sehr darauf achten, daß keine Widersprüche und Unverträglichkeiten auftreten. Unrealistische Antizyklogenese in einigen älteren Modellversionen sind z. B. auf solche Ursachen zurückzuführen.

Das erste einsatzfähige barotrope Modell wurde bereits 1950 von CHARNEY, FJORTOFT und v. NEUMANN auf geostrophischer Grundlage formuliert

$$\begin{aligned} \nabla_H^2 \frac{\partial \Phi}{\partial t} = & -\frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\nabla_H^2 \Phi}{f} + f \right) \\ & + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\nabla_H^2 \Phi}{f} + f \right) \end{aligned} \quad [4.8]$$

und mit tatsächlichen Daten der 500 mb-Fläche erfolgreich erprobt.

Lange vor der ersten numerischen Integration von [4.8] hat das gefilterte barotrope Modell bereits eine Nutzanwendung für die praktische Vorhersage gebracht. Wir gehen von einer einfachen, von y unabhängigen Wellenstörung in einer einheitlichen Westwind aus:

$$\psi(x, y, t) = -uy + A e^{\frac{2\pi i}{L}(x-a)}$$

Weiter vereinfachen wir den Coriolisparameter  $f = 2 \Omega \sin \varphi$  zu

$$f = f_0 + \beta y; f_0 = \text{const}, \beta = \text{const}. \quad [4.9]$$

Dann erhalten wir aus der Vorticitygleichung [4.6] eine Beziehung für die Phasengeschwindigkeit  $c$  in Abhängigkeit von der Wellenlänge  $L$ :

$$c = u - \beta \frac{L^2}{4\pi^2} \quad [4.10]$$

Diese Beziehung ist als „Rossby-Wellen-Formel“ bekannt geworden und auch zur Vorhersage der Verlagerung von Trögen und Rücken herangezogen worden.

Wenn der Coriolisparameter konstant und damit  $\beta = 0$  wäre, würde die Wellenstörung genau mit der Geschwindigkeit der Zonalströmung  $u$  schwimmen. Dies ist für hohe geographische Breiten oder für sehr kurze Wellen wenigstens annähernd der Fall. Je niedriger die geographische Breite  $\varphi$  und je größer  $L$  ist, desto mehr bleibt die Welle hinter der Grundströmung zurück. Es gibt eine gewisse Wellenlänge  $L_{\text{stat}}$ , für welche die Welle stationär wird:

$$L_{\text{stat}} = 2\pi \sqrt{\frac{u}{\beta}} \quad \text{für } c = 0.$$

$\varphi$	u[m/sec]				
	4	8	12	16	20
30 °N	2822	3990	4888	5644	6310
45 °N	3120	4412	5405	6241	6978
60 °N	3713	5252	6432	7428	8304

Tabelle 1: Länge der stationären Welle in km

Noch längere Wellen wandern sogar westwärts gegen die Strömung. Das Geschwindigkeitsdefizit  $c-u$  kann ganz erhebliche Beträge erreichen. In Tabelle 2 bezeichnet  $n$  die Anzahl der Wellen rings um den Breitenkreis  $\varphi$ :

$\varphi$	$n$					
	2	3	4	5	6	7
30 °N	-150.7	-67.0	-37.7	-24.1	-16.7	-12.3
45 °N	-82.0	-36.5	-20.5	-13.1	-9.1	-6.7
60 °N	-29.0	-12.9	-7.3	-4.6	-3.2	-2.4

Tabelle 2: Geschwindigkeitsdefizit  $c-u$  in m/sec in Abhängigkeit von  $n$  und  $\varphi$  für das Modell mit fester Obergrenze

Während die Rossby-Formel [4.10] in weiten Bereichen gut mit den Beobachtungen übereinstimmt, steht sie für lange Wellen und in niederen Breiten im krassen Widerspruch zum Verhalten der tatsächlichen Atmosphäre. Dieser Defekt des divergenzfreien barotropen Modells macht sich bei Rechnungen in einem kleinen, auf mittlere Breiten beschränkten Gebiet kaum bemerkbar. Wenn die Vorhersagen jedoch auf ein quasi-hemisphärisches Gebiet ausgedehnt werden, ist die extreme Westwärtsverlagerung der längsten Wellen außerordentlich störend.

### Das inkompressible Modell mit freier Oberfläche

Für das unrealistische Verhalten sehr langer Wellen muß eine der Annahmen der Modellversion mit fester Obergrenze verantwortlich sein. Im Rahmen des barotropen Modells kommt dafür zunächst das Verschwinden der horizontalen Geschwindigkeitsdivergenz in Frage. Diese Einschränkung entfällt, wenn für das barotrope homogene Medium statt des starren Deckels eine frei bewegliche Oberfläche mit der Höhe  $h(x, y, t)$  zugelassen wird.

Mit  $\rho = \text{const}$  und  $\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = 0$  erhält man aus der Kontinuitätsgleichung durch Integration über die Vertikale eine Beziehung für die zeitliche Änderung der Höhe  $h$  (vgl. Abschnitt 3):

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} + h \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0 \quad [4.11]$$

Eliminiert man die Divergenz  $D = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}$  mit Hilfe der barotropen Vorticitygleichung [4.3], so ergibt sich

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial \eta}{\partial x} + v \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{\eta}{h} \left( \frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} \right) = 0. \quad [4.12]$$

Dies läßt sich leicht umformen in den Erhaltungssatz

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\eta}{h} \right) = 0.$$

Die Größe  $\frac{\eta}{h}$  heißt „potentielle Vorticity“. Sie bleibt für jedes einzelne Luftteilchen einer divergent-barotropen Atmosphäre erhalten. Daraus folgt, daß sich die Anzahl der Minima und Maxima der absoluten potentiellen Vorticity nicht ändern kann. Eine echte Zyklogese ist also offensichtlich mit der Theorie der barotropen Strömung nicht vorhersagbar. Es muß jedoch betont werden, daß sich die Atmosphäre die meiste Zeit und in den meisten Gegenden so benimmt, als ob sie nahezu barotrop wäre. Viele Entwicklungen, welche man bei oberflächlicher Betrachtung für „neu“ halten könnte, lassen sich auf eine Umverteilung schon vorher vorhandener Extreme der absoluten Vorticity zurückführen.

Die Gleichung [4.12] bzw. die Erhaltung der potentiellen Vorticity wurde letztlich aus den barotropen Bewegungsgleichungen und der Kontinuitätsgleichung ohne zusätzliche Annahmen gewonnen. Daher sind Schwerwellen noch möglich. Eine Ausfilterung dieser Lärmvorgänge läßt sich durch die geostrophische Approximation

$$u_g = -\frac{g}{f} \frac{\partial h}{\partial y}; v_g = \frac{g}{f} \frac{\partial h}{\partial x}; \zeta_g \approx \frac{g}{f} \nabla_H^2 h$$

bewirken. Mit ihrer Hilfe folgt aus [4.12] die Modellgleichung

$$\nabla_H^2 \frac{\partial h}{\partial t} - \frac{f}{gh} \left( \frac{g}{f} \nabla_H^2 h + f \right) \frac{\partial h}{\partial t} = [4.13]$$

$$- \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{g}{f} \nabla_H^2 h + f \right) + \frac{\partial h}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{g}{f} \nabla_H^2 h + f \right).$$

Diese Differentialgleichung für  $\frac{\partial h}{\partial t}$  ist vom Helmholtz-Typ und kann, ähnlich wie die Poisson-Gleichung [4.6] für  $\frac{\partial \psi}{\partial t}$ , durch Relaxation numerisch gelöst werden.

Die kompliziertere Form von [4.13] erschwert das Studium einer einfachen Wellenstörung in zonaler Strömung. Zu diesem Zweck zerlegen wir das  $h$ -Feld in einen Anteil  $H(y) = -\frac{f}{g} \bar{u}y + H_0$ , welcher der zonalen Grundströmung  $\bar{u}$  entspricht, und in eine von  $y$  unabhängige Störung  $h'$ :

$$h(x, y, t) = H(y) + h'(x, t).$$

Wegen der Nichtlinearität von [4.13] lassen wir nur sehr kleine Störungsamplituden zu. Dann können wir Produkte von  $h'$  als kleine Größen zweiter Ordnung vernachlässigen. So kommen wir zu einer linearen Differentialgleichung für  $h'$ . Um auch konstante Koeffizienten zu erhalten, verwenden wir die  $\beta$ -Approximation [4.9] und nähern  $h$  im Nenner durch den mittleren Wert  $H_0$  an:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{f^2}{gH_0} \right) \frac{\partial h'}{\partial t} = -\bar{u} \frac{\partial^3 h'}{\partial x^3} - \beta \frac{\partial h'}{\partial x} \quad [4.14]$$

Lösen wir [4.14] mit Hilfe eines Wellenansatzes  $h'(x, t) \sim e^{\frac{2\pi i}{L}(x-ct)}$ , so finden wir für die Phasengeschwindigkeit  $c$  die Formel

$$c = \frac{\bar{u} - \beta \cdot \frac{L^2}{4\pi^2}}{1 + \frac{f^2}{gH_0} \frac{L^2}{4\pi^2}} \quad [4.15]$$

Vergleichen wir dies mit Formel [4.10] des Modells mit fester Obergrenze, so erkennen wir: Im Modell mit freier Oberfläche besitzt die stationäre Welle ( $c = 0$ ) die gleiche Wellenlänge  $L_{\text{stat}} = 2\pi \sqrt{\bar{u}/\beta}$  (vgl. Tab. 1). Für alle nichtstationären Wellen ist der Betrag der Phasengeschwindigkeit  $|c|$  jedoch kleiner. Das Geschwindigkeitsdefizit gegenüber der Grundströmung wird damit für ostwärts laufende Wellen etwas größer, für extrem schnell rückläufige Wellen dagegen erheblich geringer (Tab. 2, 3, 4). Die Unterschiede zum Modell mit fester Obergrenze sind um so größer, je kleiner wir die mittlere Höhe  $H_0$  des homogenen Mediums wählen.

$n \backslash \varphi$	2	3	4	5	6	7
30°N	-103.5	-56.5	-34.6	-23.1	-16.4	-12.2
45°N	-53.1	-30.1	-19.0	-12.8	-9.2	-6.9
60°N	-22.6	-12.4	-7.6	-5.0	-3.6	-2.7

Tabelle 3: Geschwindigkeitsdefizit  $c - \bar{u}$  in m/sec in Abhängigkeit von der Wellenzahl  $n$  und der geographischen Breite  $\varphi$  für das Modell mit freier Oberfläche mit  $\bar{u} = 10$  m/sec,  $g = 10$  m/sec<sup>2</sup>,  $H_0 = 8000$  m

$\varphi \backslash n$	2	3	4	5	6	7
30 °N	-56.6	-40.0	-28.4	-20.7	-15.5	-12.0
45 °N	-29.5	-22.1	-16.3	-12.2	-9.3	-7.3
60 °N	-16.3	-11.5	-8.2	-5.9	-4.5	-3.4

Tabelle 4: Dasselbe wie in Tab. 3, jedoch mit  $H_0 = 2000$  m

### Das äquivalent-barotrope Modell

Es ist möglich, die sehr einschneidende Annahme barotroper Modelle  $\frac{\partial \mathbf{v}_H}{\partial z} = 0$  abzuschwächen. Nur die Windrichtung sei von der Höhe unabhängig; die Geschwindigkeit jedoch möge — im Widerspruch zu den übrigen Annahmen — variieren:

$$\mathbf{v}_H(p) = A(p) \bar{\mathbf{v}}_H; \zeta(p) = A(p) \bar{\zeta}. \quad [4.16]$$

Hier ist  $A(p)$  eine empirische Funktion unabhängig von  $x, y, t$ . Der Querstrich stellt den integralen Mittelwert bezüglich des Luftdruckes dar:

$$\overline{(\dots)} = \frac{1}{p_0} \int_0^{p_0} (\dots) dp.$$

Wegen des Ansatzes [4.16] muß die Funktion  $A(p)$  so normiert werden, daß  $\bar{A} = 1$  gilt. Eine klimatologische Auswertung des Beobachtungsmaterials ergibt, daß  $A$  von kleinen Werten in Erdbodennähe bis zur oberen Troposphäre stetig zunimmt und bei etwa 600 mb den Wert 1 überschreitet. Die Annahme [4.16] definiert das vertikale Windprofil für alle Zeiten; sie ist deshalb nicht vereinbar mit Modellgleichungen wie z. B. [2.4], welche die Entwicklung einer abweichenden Vertikalstruktur gestatten.

Ausgangspunkt des äquivalent-barotropen Modells ist eine angenäherte Form der Vorticitygleichung mit dem Luftdruck  $p$  als vertikaler Koordinate:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \mathbf{v}_H \cdot \nabla_H (\zeta + f) = f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p}. \quad [4.17]$$

Auf der rechten Seite wurde die horizontale Divergenz mittels der Kontinuitätsgleichung  $\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial \omega}{\partial p}$  durch die „Vertikalgeschwindigkeit“ im  $p$ -System  $\omega = \frac{dp}{dt}$  ausgedrückt und der Coriolisparameter dort durch einen konstanten, mittleren Wert  $f_0$  ersetzt. Um die Abhängigkeit von der Vertikalen in [4.17] zu beseitigen, mittelt man über die  $p$ -Koordinate von 0 bis  $p_0$ . Da  $\omega$  an der Obergrenze der Atmosphäre  $p = 0$  verschwindet, erhält man mit [4.16]:

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} + \bar{A}^2 \bar{\mathbf{v}}_H \cdot \nabla_H \bar{\zeta} + \bar{\mathbf{v}}_H \cdot \nabla_H \bar{f} = \frac{f_0 \bar{\omega}_s}{p_0} \quad [4.18]$$

Um zu einem praktikablen Modell zu kommen, muß  $\bar{\omega}_s$ , die „Vertikalgeschwindigkeit“ an der Untergrenze, durch bekannte und berechenbare Größen ausgedrückt werden. Löst man

$$\mathbf{w} = \frac{dz}{dt} = \frac{\partial z}{\partial t} + \mathbf{v}_H \cdot \nabla_H z + \omega \frac{\partial z}{\partial p}$$

nach  $\omega$  auf, führt die hydrostatische Relation  $\frac{\partial z}{\partial p} = -\frac{1}{g\rho}$  ein und beachtet, daß der Term  $\mathbf{v}_H \cdot \nabla_H z$  bei geostrophischer Approximation verschwindet, so erhält man

$$\omega = g\rho \left( \frac{\partial z}{\partial t} - \mathbf{w} \right).$$

An der Erdoberfläche  $z_s(x, y)$  ist  $\mathbf{w}$  bestimmt durch die Bedingung, daß der Erdboden für Luft undurchdringlich sein soll:

$$\mathbf{w}_s = \mathbf{v}_H \cdot \nabla_H z_s(x, y).$$

Daraus ergibt sich sogar die Möglichkeit, den Einfluß der Geländeform auf die barotrope Strömung zu berücksichtigen. Wir wollen uns jedoch auf eine ebene Erdoberfläche  $z_s = 0$  beschränken. Für diese gilt dann  $\mathbf{w}_s = 0$ . Es bleibt die Beziehung

$$\omega_s = g\rho_0 \left( \frac{\partial z}{\partial t} \right)_{p=p_0}$$

übrig. Die im  $p$ -System am Boden zu beobachtende Geopotentialänderung  $g \left( \frac{\partial z}{\partial t} \right)_{p=p_0}$  läßt sich wegen der Modellannahme [4.16] durch  $gA(p_0) \frac{\partial \bar{z}}{\partial t}$  ausdrücken, wenn die geostrophische Approximation als gültig angesehen wird. Aus [4.18] folgt somit

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} + \bar{A}^2 \bar{\mathbf{v}}_H \cdot \nabla_H \bar{\zeta} + \bar{\mathbf{v}}_H \cdot \nabla_H \bar{f} = \frac{f_0}{p_0} g \rho_0 A(p_0) \frac{\partial \bar{z}}{\partial t}. \quad [4.19]$$

Nun existiert eine bestimmte Isobarenfläche  $p^*$ , für welche  $A(p^*) = \bar{A}^2$  gilt. Dort ist dann wegen [4.16]

$$\mathbf{v}_H^* = \bar{A}^2 \bar{\mathbf{v}}_H; \zeta^* = \bar{A}^2 \bar{\zeta}; \frac{\partial z^*}{\partial t} = \bar{A}^2 \frac{\partial \bar{z}}{\partial t}.$$

Nach Multiplikation mit  $\bar{A}^2$  vereinfacht sich [4.19] in dieser Fläche auf

$$\frac{\partial \zeta^*}{\partial t} + \mathbf{v}_H^* \cdot \nabla_H (\zeta^* + f) = \frac{f_0 g_0 \rho_0 A_0}{p_0} \frac{\partial z^*}{\partial t}. \quad [4.20]$$

Die Fläche  $p^*$  ist als „äquivalent-barotropes Niveau“ und [4.20] als „äquivalent-barotrope Vorticitygleichung“ bekannt. Aus klimatologischen Daten kann man  $\bar{A}^2 \approx 1.25$  abschätzen. Damit liegt  $p^*$  etwas oberhalb des 600 mb-Niveaus, also nahe der 500 mb-Fläche.

Um [4.20] für die praktische Vorhersage brauchbar zu machen, sind zwei verschiedene, aber im Erfolg etwa gleichwertige Wege möglich. Entweder man approximiert  $\mathbf{v}_H^*$  und  $\zeta^*$  geostrophisch

$$\mathbf{u}_g^* = -\frac{g}{f} \frac{\partial z^*}{\partial y}; \mathbf{v}_g^* = \frac{g}{f} \frac{\partial z^*}{\partial x}; \zeta_g^* \approx \frac{g}{f} \nabla_H^2 z^*$$

und erhält für die Änderung  $\frac{\partial z^*}{\partial t}$  der 500 mb-Höhen die Helmholtz-Gleichung

$$\nabla_H^2 \frac{\partial z^*}{\partial t} - M \frac{\partial z^*}{\partial t} = - \frac{\partial z^*}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{g}{f} \nabla_H^2 z^* + f \right) + \frac{\partial z^*}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{g}{f} \nabla_H^2 z^* + f \right) \quad [4.21]$$

mit

$$M = \frac{f_0^2 \rho_0 A_0}{p_0}$$

dabei mußte in dem Koeffizienten  $M$  der Coriolisparameter  $f$  durch den mittleren Wert  $f_0$  ersetzt werden, um innere Widersprüche in der Differentialgleichung [4.21] zu vermeiden.

Oder man stellt ähnlich wie bei [4.5]  $v_H^*$  und  $\zeta^*$  durch eine Stromfunktion  $\psi^*$  dar und nimmt an, daß zwischen  $\frac{\partial \psi^*}{\partial t}$  und  $\frac{\partial z^*}{\partial t}$  ein Zusammenhang besteht, welcher der geostrophischen Approximation entspricht:

$$\frac{\partial z^*}{\partial t} \approx \frac{f_0}{g} \frac{\partial \psi^*}{\partial t}$$

Damit erhält man eine Helmholtz-Gleichung für  $\frac{\partial \psi^*}{\partial t}$  mit dem gleichen Faktor  $M$ :

$$\nabla_H^2 \frac{\partial \psi^*}{\partial t} - M \frac{\partial \psi^*}{\partial t} = - \frac{\partial \psi^*}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} (\nabla_H^2 \psi^* + f) + \frac{\partial \psi^*}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} (\nabla_H^2 \psi^* + f). \quad [4.22]$$

Eine solche Version, allerdings erweitert um Terme, welche die Form der Erdoberfläche und die Bodenreibung in gewisser Weise zu berücksichtigen versuchen, wird vom barotropen Routine-Modell des U.S.-Wetterdienstes benutzt.

Untersucht man, wie sich das Modell [4.21] oder [4.22] bezüglich einer einfachen Welle in zonaler Grundströmung verhält, so findet man für ihre Phasengeschwindigkeit  $c$  formal den gleichen Ausdruck [4.15] wie bei dem inkompressiblen Modell mit freier Oberfläche.

Man braucht  $M$  nur durch  $\frac{f^2}{gH_0}$  zu ersetzen.

Koeffizienten in den Modellgleichungen, wie z. B.  $M$  oder  $H_0$ , werden am besten dadurch bestimmt, daß man eine Reihe von Vorhersagen mit tatsächlich beobachteten Anfangsdaten mehrfach mit verschiedenen Koeffizienten rechnet und sie statistisch verifiziert. Auf diese Weise kann man sich den „besten“ Koeffizienten herausuchen.

Trotz der vielen vereinfachenden Annahmen sind die barotropen 500 mb-Vorhersagen überraschend erfolgreich. Ihre Qualität ist bei gefilterten und ungefilterten Modellen praktisch die gleiche. Einige durch zusätzliche Effekte künstlich hochgezüchtete barotrope Modellversionen liefern kaum bessere Ergebnisse. Dies zeigt, daß ein weiterer Fortschritt erst dann zu erwarten ist, wenn man die Autobarotropiebedingung fallen läßt und die Atmosphäre als ein echt dreidimensionales Medium mit Thermodynamik behandelt.

## 5

W. EDELMANN und H. REISER, Offenbach

### Das Anfangswertproblem bei ungefilterten barotropen Modellen

Bei den lärmgefilterten barotropen Modellen bietet die Beschaffung eines vollständigen Anfangsfeldes im allgemeinen kein Problem. Diese Modelle kennen nur eine einzige prognostische Variable wie die Stromfunktion  $\psi(x, y, t)$  oder das Geopotential  $\Phi(x, y, t)$ . Daher kommen sie mit einer einzigen skalaren Modellgleichung wie [4.6] oder [4.8] oder [4.13] aus. Für die zeitliche Integration wird deshalb auch nur ein einziges Anfangsfeld wie  $\psi(x, y, t_0)$  oder  $\Phi(x, y, t_0)$  benötigt.

Sofern das Geopotential der 500 mb-Fläche als Modellvariable verwendet wird, kann die entsprechende Analyse direkt als Anfangsfeld dienen. Ist dagegen die Stromfunktion Modellvariable, so muß das Anfangsfeld  $\psi(x, y, t_0)$  aus der Analyse  $\Phi_{500}(x, y, t_0)$  mit Hilfe einer diagnostischen Beziehung (z. B. der Balancegleichung [4.7]) gewonnen werden. Eine zusätzliche Information über das Anfangswindfeld wird für diese gefilterten Modelle nicht benötigt.

Ungefilterte barotrope Modelle wie z. B. das der homogenen Atmosphäre weisen demgegenüber 3 Modellvariable (Geopotential  $H$  und die Windkomponenten

$u, v$ ) auf, für die auch 3 skalare prognostische Gleichungen zur Verfügung stehen. Mit der Vorgabe des Anfangsgeopotentials  $H(x, y, t_0)$  allein läßt sich die zeitliche Integration noch gar nicht durchführen. Eine eindeutige Lösung für  $H(x, y, t)$ ,  $u(x, y, t)$ ,  $v(x, y, t)$  kann erst berechnet werden, wenn für alle prognostischen Variablen der Anfangszustand bekannt ist. Außer  $H(x, y, t_0)$  müssen also auch  $u(x, y, t_0)$  und  $v(x, y, t_0)$  vorgegeben werden.

Im Prinzip ist das Anfangswindfeld völlig unabhängig vom Geopotential. Diesen zusätzlichen Freiheitsgraden in den Anfangsbedingungen entsprechen auch zusätzliche Möglichkeiten in den Bewegungsabläufen, welche sich als überlagerte Lärmprozesse mit erheblich höheren Phasengeschwindigkeiten bemerkbar machen. Eine Lösung  $H(x, y, t)$ ,  $u(x, y, t)$ ,  $v(x, y, t)$  zu beliebig vorgegebenen Anfangsbedingungen wird deshalb im allgemeinen alle im Modell möglichen Bewegungsformen umfassen. Dabei wird der Anteil des störenden Lärms um so größer ausfallen, je stärker die Anfangsfelder von einem bestimmten Gleichgewichtszustand zwischen

Wind und Geopotential abweichen. Das Problem besteht also darin, dem beobachteten Anfangspotential  $H(x, y, t_0)$  ein Windfeld  $u(x, y, t_0)$ ,  $v(x, y, t_0)$  so zuzuordnen, daß die Lärmamplituden möglichst klein werden bzw. gänzlich ausgefiltert werden. Zunächst wollen wir uns an Hand des linearisierten Modells der homogenen Atmosphäre noch eingehender mit dem Problem vertraut machen.

### Die Lösung der linearisierten Modellgleichungen der homogenen Atmosphäre

Wir knüpfen an die in Abschnitt 3 angegebenen linearisierten Gleichungen [3.6], [3.7], [3.8] an. Dort ergaben sich für eine Partialwelle der Wellenzahl  $k = \frac{2\pi}{L}$  aus der Frequenzgleichung [3.9] drei unterschiedliche, von  $k$  abhängige Phasengeschwindigkeiten  $c_{1k}$ ,  $c_{2k}$ ,  $c_{3k}$ .

Da Lösungen linearer Differentialgleichungen superponiert werden können, ist es zweckmäßig, einen beliebigen Anfangszustand  $h(x, t_0)$ ,  $u(x, t_0)$ ,  $v(x, t_0)$  in Partialwellen der Form

$$h_{0k} e^{ikx}, u_{0k} e^{ikx}, v_{0k} e^{ikx} \quad [5.1]$$

zu zerlegen. Die zu [5.1] gehörenden Wellenlösungen können dann durch Summation über  $k$  zu einer allgemeinen Lösung für beliebige Anfangsfelder zusammengesetzt werden.

Für eine Partialwelle  $k$  findet man die Lösung der linearisierten Modellgleichungen für  $t_0 = 0$  in der Form

$$h_k(x, t) = h_{1k} e^{ik(x-c_{1k}t)} + h_{2k} e^{ik(x-c_{2k}t)} + h_{3k} e^{ik(x-c_{3k}t)} \quad [5.2]$$

sowie entsprechende Ausdrücke für  $u_k(x, t)$  und  $v_k(x, t)$ . Aus der Anfangsbedingung zur Zeit  $t = t_0 = 0$  ergeben sich die Beziehungen

$$h_{0k} = h_{1k} + h_{2k} + h_{3k}; u_{0k} = u_{1k} + u_{2k} + u_{3k}; v_{0k} = v_{1k} + v_{2k} + v_{3k}. \quad [5.3]$$

Um die Amplitudenanteile angeben zu können, welche auf die unterschiedlichen Wellentypen  $c_{1k}$ ,  $c_{2k}$ ,  $c_{3k}$  entfallen, muß der Lösungsansatz [5.2] in die Modellgleichungen eingesetzt werden. Dann zeigt sich, daß für jedes Wertetripel  $(h_{nk}, u_{nk}, v_{nk})$ , in dem  $n$  den Wellentyp bezeichnet, folgende Relationen bestehen:

$$u_{nk} = -\frac{c_{nk} - U}{\frac{f^2}{k^2} - (c_{nk} - U)^2} h_{nk}; \quad v_{nk} = \frac{i \frac{f}{k}}{\frac{f^2}{k^2} - (c_{nk} - U)^2} h_{nk}; \quad (n = 1, 2, 3). \quad [5.4]$$

Innerhalb eines jeden Wellentyps ist also das Amplitudenverhältnis  $h_{nk} : u_{nk} : v_{nk}$  durch das jeweilige  $c_{nk}$  festgelegt. Der Lösungsansatz für  $h_k(x, t)$ ,  $u_k(x, t)$ ,  $v_k(x, t)$  enthält demnach pro Wellentyp nur einen freien Proportionalitätsfaktor, welcher das relative Gewicht dieses Typs angibt. Mittels dieser 3 Freiheitsgrade kann

die zu den beliebigen Anfangsamplituden  $h_{0k}$ ,  $u_{0k}$ ,  $v_{0k}$  gehörende Lösung eindeutig dargestellt werden. Dazu muß ein einfaches lineares Gleichungssystem für die 9 Teilamplituden  $h_{nk}$ ,  $u_{nk}$ ,  $v_{nk}$  gelöst werden. Es besteht aus den 6 Beziehungen [5.4] und den 3 Beziehungen [5.3].

### Die Bestimmung des Anfangswindfeldes

Für unsere Betrachtungen ist wesentlich, daß alle Lärmamplituden  $(h_{2k}, u_{2k}, v_{2k})$  und  $(h_{3k}, u_{3k}, v_{3k})$  verschwinden, wenn die vorgegebenen Anfangswerte  $(h_{0k}, u_{0k}, v_{0k})$  bereits das für Rossby-Wellen typische Amplitudenverhältnis  $h_{1k} : u_{1k} : v_{1k}$  aufweisen. Dann muß gelten

$$u_{0k} = -\frac{c_{1k} - U}{\frac{f^2}{k^2} - (c_{1k} - U)^2} h_{0k}; \quad v_{0k} = \frac{i \frac{f}{k}}{\frac{f^2}{k^2} - (c_{1k} - U)^2} h_{0k} \quad [5.5]$$

mit

$$c_{1k} - U \approx -U \frac{\frac{f^2}{k^2}}{\bar{H} + \frac{f^2}{k^2}}.$$

Nach [5.5] läßt sich also einer vorgegebenen Anfangsamplitude ein „lärmfreies“ Anfangswindfeld zuordnen. Im Vergleich zu einem geostrophischen Anfangswind

$$u_{g0} = -\frac{1}{f} \frac{\partial h_0}{\partial y} = 0; \quad v_{g0} = \frac{1}{f} \frac{\partial h_0}{\partial x} = i \frac{k}{f} h_0,$$

ist die lärmfreie Meridional Komponente  $v_{0k}$  dem Betrag nach etwas größer; die Lärmfreiheit erfordert im Gegensatz zum geostrophischen Gleichgewicht eine nicht verschwindende Zonalkomponente  $u_{0k}$ , die den divergenten Anteil des Anfangswindfeldes bestimmt. Für sehr lange Wellen ( $k \rightarrow 0$ ) bleiben diese Abweichungen unbedeutend.

Wegen des Superpositionsprinzips für Lösungen linearer Gleichungen ist damit gezeigt, daß auch für ein ganz beliebig zusammengesetztes Anfangsfeld  $h(x, t_0)$  eine ideale, völlig lärmfreie Lösung existiert.

Um zu einem in der Praxis anwendbaren Verfahren zu gelangen, müssen die von der Wellenzahl  $k$  und der Phasengeschwindigkeit  $c_{1k}$  explizit abhängigen Bedingungen für Lärmfreiheit durch allgemein anwendbare, diagnostische Differentialgleichungen für das Anfangswindfeld  $v_H(x, y, t_0)$  approximiert werden.

Bei gefilterten Modellen hat sich die Annahme der Divergenzfreiheit  $\nabla_H \cdot v_H = D = 0$  als Lärmfilter gut bewährt. Es liegt deshalb nahe, das Anfangswindfeld für ungefilterte Modelle ebenfalls dieser Einschränkung zu unterwerfen und es mit Hilfe der bekannten Balancegleichung [4.7] zu berechnen. Das Windfeld  $v_H(x, y, t_0)$  wird damit so bestimmt, daß zur Zeit  $t = t_0$  nicht nur die Divergenz, sondern auch ihre erste Zeitableitung verschwinden:

$$D = 0, \quad \frac{\partial D}{\partial t} = 0 \quad \text{für } t = t_0. \quad [5.6]$$

Diese beiden Bedingungen können bereits als erste Näherung für die gesuchten diagnostischen Differentialgleichungen für  $\mathbf{v}_H(x, y, t_0)$  gelten, wenn man die störende Zeitableitung  $\frac{\partial}{\partial t}$  durch die Modellgleichungen [3.4] eliminiert.

Das sich aus [5.6] bzw. der Balance-Gleichung ergebende Anfangswindfeld führt bei der zeitlichen Integration nur zu geringen Lärmamplituden und genügt deshalb vollständig für die praktischen Belange der barotropen Modelle.

Da die Bedingungen [5.5] für absolute Lärmfreiheit eine

von Null verschiedene Zonalkomponente  $u$  erfordern, die ihrerseits den Divergenzanteil dieses speziellen Windfeldes bestimmt, können wir schließen, daß zu einem gut angepaßten Anfangswindfeld auch ein divergenter Anteil gehört. Dann müssen jedoch wesentlich kompliziertere Differentialgleichungen, die im Prinzip durch zeitliche Differentiation aus [5.6] hervorgehen, gelöst werden. Diese erhebliche Komplikation gegenüber der einfachen Balance-Gleichung für divergenzfreie Strömung ist jedoch im allgemeinen nur für aufwendigere barokline Vorhersagemodelle sinnvoll.

## 6 M. TIEDTKE, Offenbach Energieänderungen im barotropen Modell

Bekanntlich enthält das gefilterte barotrope Modell nur die relevanten Rossbywellen, während das ungefilterte Modell außerdem noch Lärmwellen in Form von externen Gravitationswellen mitführt. Trotz dieser prinzipiellen Verschiedenheit weisen vergleichsweise durchgeführte Vorhersagen nur erstaunlich geringe Unterschiede auf. Die Filterung von Lärmwellen ist deshalb nicht nur gerechtfertigt, sondern man kann sogar sagen, daß sie einer typischen Eigenschaft großräumiger meteorologischer Vorgänge entspricht. Das gefilterte barotrope Modell enthält die barotropen Bewegungsvorgänge also quasi in Reinkultur. Wir wollen uns diese Eigenschaft zunutze machen, indem wir die Energieänderungen am gefilterten Modell, und zwar in der divergenzfreien Version, studieren.

### Die Energiegleichung des divergenzfreien gefilterten Modells

Ausgangspunkt der folgenden Betrachtungen ist die Beziehung [4.5], wonach lokale Änderungen der relativen Vorticity  $\zeta = \nabla_H^2 \psi$  ausschließlich auf der Advektion von absoluter Vorticity  $\eta$  mit dem divergenzfreien Wind  $\mathbf{v}_H = \mathbf{K} \times \nabla_H \psi$  ( $\psi =$  Stromfunktion) beruhen

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\mathbf{v}_H \cdot \nabla_H \eta \quad [6.1]$$

Da augenblicklich nur barotrope Vorhersagen in mittleren Breiten interessieren, sollen die barotropen Vorgänge nur für ein räumlich begrenztes Gebiet untersucht werden. Wir wählen einen Kanal der Breite  $B$  und der Länge  $D$ , den man sich als Ausschnitt der Atmosphäre zwischen zwei Breitenkreisen vorstellen kann. Im Süden und Norden sei der Kanal durch fiktive starre, d. h. undurchdringliche Wände begrenzt; außerdem soll der Coriolisparameter linear von der Breite abhängen (Beta-Ebene)

$$f = f_0 + \beta y.$$

Die mittlere kinetische Energie beträgt nun im Kanal

$$K = \frac{1}{B \cdot D} \int_0^D \int_0^B \frac{\mathbf{v}_H^2}{2} dx dy = \frac{1}{B \cdot D} \int_0^D \int_0^B \frac{(\nabla_H \psi)^2}{2} dx dy$$

und für ihre zeitliche Änderung ergibt sich wegen

$$\begin{aligned} \nabla_H \psi \cdot \nabla_H \frac{\partial \psi}{\partial t} &= \nabla_H \cdot \left( \psi \nabla_H \frac{\partial \psi}{\partial t} \right) - \psi \nabla_H^2 \frac{\partial \psi}{\partial t} \\ \frac{\partial K}{\partial t} &= -\frac{1}{B \cdot D} \int_0^D \int_0^B \psi \frac{\partial \zeta}{\partial t} dx dy \quad [6.2] \end{aligned}$$

Die Energiegleichung lautet wegen [6.1]

$$\frac{\partial K}{\partial t} = \frac{1}{B \cdot D} \int_0^D \int_0^B \psi \mathbf{v}_H \cdot \nabla_H \eta dx dy$$

beziehungsweise wegen  $\nabla_H \cdot \mathbf{v}_H = 0$  und  $\mathbf{v}_H \cdot \nabla_H \psi = 0$

$$\frac{\partial K}{\partial t} = \frac{1}{B \cdot D} \int_0^D \int_0^B \nabla_H \cdot (\psi \eta \mathbf{v}_H) dx dy$$

Nach dem Gauss'schen Satz liefert das Flächenintegral über die Divergenz  $\nabla_H \cdot (\psi \eta \mathbf{v}_H)$  den Gesamtfluß der Größe  $\psi \eta$  durch die Gebietsberandung. Dieser verschwindet jedoch wegen der starren Seitenwände und der zyklischen Bedingung in  $x$ . Die mittlere kinetische Energie bleibt damit zeitlich konstant

$$\frac{\partial K}{\partial t} = 0. \quad [6.3]$$

Welche Energieänderungen sind nun in einem gefilterten Modell überhaupt möglich, in dem keine Umwandlungen zwischen potentieller und kinetischer Energie stattfinden, und wo die mittlere kinetische Energie sich nicht ändert? Offensichtlich doch nur solche, bei denen

kinetische Energie zwischen Wellen oder Wirbeln unterschiedlicher Ausdehnung ausgetauscht wird. Energieänderungen in diesem Sinne wären beispielsweise festzustellen beim Zerfall eines Wirbels in mehrere kleinere Wirbel oder im Falle der Zonalisierung einer Strömung, wobei die mittlere Zonalströmung Energie von den Störungen bezieht und sich ein Strahlstrom bilden kann. Der letzte Fall ist für barotrope Entwicklungen besonders wichtig und wird uns später noch beschäftigen. Bei allen Energieänderungen kommt es aber immer nur zu einer Umverteilung von kinetischer Energie zwischen Vorgängen unterschiedlicher Wellenlängen, wobei sich die gesamten Änderungen zu 0 ergänzen müssen.

Das Modell erscheint hinsichtlich der geringen Möglichkeiten an Energieänderungen sehr primitiv. Dennoch ist es bisher nicht gelungen, eine vollständige Theorie barotroper Änderungen zu entwickeln.

### Energieübergänge in speziellen Strömungsfeldern

Im folgenden betrachten wir einfache, sich nur aus einigen Wellen zusammensetzende Strömungsfelder.

Bevor wir uns dem Problem der Energieübergänge zuwenden, wollen wir zunächst solche Strömungsverteilungen kennenlernen, bei denen keine Umverteilung von kinetischer Energie stattfindet. Dazu gehen wir vom früher behandelten Beispiel der reinen Rossbywellen aus. Bekanntlich wird eine Störung der Wellenlänge  $L_x$  bzw.  $L_y$

$$\psi' = A \cos \frac{2\pi}{L_y} y \cos \frac{2\pi}{L_x} (x - ct),$$

die einer konstanten mittleren Zonalströmung überlagert ist, in dem einfachen Modell der linearisierten Vorticitygleichung mit der Phasengeschwindigkeit

$$c = U - \frac{\beta (L_x^2 + L_y^2)}{4\pi^2}$$

verlagert. Andere Änderungen als die der reinen Verlagerung erfährt die Störung im linearisierten Modell nicht.

Anders im nichtlinearen barotropen Modell [6.1]: Eine reine Verlagerung ohne Amplitudenänderung ist nur möglich für ganz bestimmte Meridionalprofile der Zonalströmung. Die Annahme einer konstanten, von  $y$  unabhängigen mittleren Zonalströmung läßt sich z. B. nicht aufrecht erhalten, ausgenommen in dem besonderen Fall einer überhaupt verschwindenden Zonalströmung ( $u = 0$ ). Läßt man jedoch eine  $y$ -Abhängigkeit der Zonalströmung zu, dann erhält man auch für das nichtlineare Modell eine Lösung (Neamtan-Lösung)

$$\psi = \text{const} - Uy - C \cos \frac{2\pi}{L_G} y + A \cos \frac{2\pi}{L_y} y \cos \frac{2\pi}{L_x} (x - ct),$$

in der nun die Störung  $\psi'$  einer in  $y$  periodischen Grundströmung

$$U^* = -\frac{\partial \bar{\psi}(y)}{\partial y} = U + \frac{2\pi}{L_G} C \sin \frac{2\pi}{L_G} y$$

überlagert ist. Die Störung erfährt eine reine Verlagerung (mit der im übrigen unveränderten Phasengeschwindigkeit  $c$ ) allerdings nur dann, wenn die Bedingung

$$\frac{1}{L_G^2} = \frac{1}{L_x^2} + \frac{1}{L_y^2}$$

erfüllt ist. Diese Bedingung bedeutet, daß die räumlichen Abmessungen der Störungen und der Grundströmung (variabler Anteil) aufeinander abgestimmt sein müssen. Im Fall einer reinen Verlagerung finden natürlich auch keine Energieänderungen statt, während andererseits Änderungen in der Energieverteilung zu erwarten sind, falls die obige Bedingung verletzt ist, d. h.

$$\frac{1}{L_G^2} \neq \frac{1}{L_x^2} + \frac{1}{L_y^2}$$

Das Verhältnis der räumlichen Dimension von Grundzustand und Störung ist dabei für die Richtung der jeweiligen Energieübergänge von entscheidender Bedeutung. Je nach Richtung des Energieflusses nennt man übrigens das Strömungsfeld barotrop stabil (Zunahme der kinetischen Energie der Zonalströmung bei gleichzeitiger Abnahme der Energie der Störung) oder barotrop instabil (Zunahme der kinetischen Energie der Störung). Über die Bedingungen barotroper Stabilität und Instabilität erfahren wir mehr, wenn wir die Energiebilanzen für Grundströmung und Störung getrennt aufstellen. Zu diesem Zweck zerlegen wir die Strömung in eine von  $x$  unabhängige Zonalströmung  $\bar{\mathbf{v}}_H$ , die durch Mittelung über  $x$  berechnet wird, und den jeweiligen Restanteil  $\mathbf{v}_H'$ ; also

$$\mathbf{v}_H = \bar{\mathbf{v}}_H + \mathbf{v}_H', \quad \bar{\mathbf{v}}_H = \frac{1}{D} \int_0^D \mathbf{v}_H dx, \quad \overline{\mathbf{v}_H'} = 0$$

Die mittlere kinetische Energie läßt sich zunächst wegen  $\bar{\mathbf{v}}_H^2 = \bar{\mathbf{v}}_H^2 + \overline{\mathbf{v}_H'^2}$  aufspalten in einen Anteil für die mittlere Zonalströmung und einen Störungsanteil

$$K = K^z + K^s = \frac{1}{B \cdot D} \int_0^D \int_0^B \frac{(\bar{\mathbf{v}}_H)^2 + (\mathbf{v}_H')^2}{2} dx dy$$

Entsprechend der Beziehung [6.2] gilt nun

$$\frac{\partial K^z}{\partial t} = - \frac{1}{B \cdot D} \int_0^D \int_0^B \bar{\psi} \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} dx dy$$

Da für  $\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t}$  aus der Vorticitygleichung

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} + \frac{\partial \zeta'}{\partial t} = - (\bar{\mathbf{v}}_H + \mathbf{v}_H') \cdot \nabla_H (\bar{\zeta} + \zeta')$$

nach Mitteilung über  $x$  (wegen  $\bar{\zeta}' = \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} = 0$  und  $\bar{\mathbf{v}}_H \cdot \nabla_H \bar{\zeta} = 0$ )

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} = - \overline{\mathbf{v}_H' \cdot \nabla_H \zeta'}$$

resultiert, erhält man

$$\frac{\partial K^z}{\partial t} = \frac{1}{B \cdot D} \int_0^D \int_0^B \overline{\psi \nabla_H' \nabla_H \zeta'} dx dy$$

Nach einigen Umformungen folgt schließlich

$$\frac{\partial K^z}{\partial t} = - \frac{1}{B \cdot D} \int_0^D \int_0^B \bar{u} \frac{\partial}{\partial y} (\overline{u'v'}) dx dy \quad [6.4]$$

Damit die mittlere kinetische Energie entsprechend [6.3] konstant bleibt, muß der Änderung von  $K^z$  natürlich eine dem Betrag nach gleiche Änderung des Störungsanteils  $K^s$  gegenüberstehen, d. h.

$$\frac{\partial K^z}{\partial t} = - \frac{\partial K^s}{\partial t} \quad [6.5]$$

Die zeitliche Änderung der kinetischen Energie der mittleren Zonalströmung hängt also nach [6.4] zunächst von der Zonalströmung ab und außerdem noch wegen des Faktors  $\overline{u'v'}$  von der Beschaffenheit der Störungen. Zum Einfluß der Störungen ist nun folgendes zu bemerken: Wie in Heft 1/2, 1971, Kap. 10 ausgeführt wurde, kann man  $\overline{u'v'}$  als den meridionalen Transport von Zonalimpuls interpretieren, der im Mittel längs eines Breitenkreises von den Störungen geleistet wird. Richtung und Größe dieses Transports hängen wesentlich von der räumlichen Struktur der Störungen ab. Störungen, die in ihren südlichen Teilen nachschleifen, liefern einen Impulstransport nach Norden ( $\overline{u'v'} > 0$ ), der sich mit zunehmender Neigung der Trogachsen verstärkt. Mit Umkehrung der Achsenneigung ändert sich auch die Richtung des Impulstransportes. Notwendige Voraussetzung für einen von 0 verschiedenen Impulstransport ist stets eine asymmetrische Anordnung der Störungen. So liefern Störungen bei fehlender Schiefe ihrer Trogachsen in der Regel auch keinen Beitrag zum Impulstransport.

Nach diesen Feststellungen können nun qualitative Aussagen über die zeitliche Änderung der kinetischen Energie der Zonalströmung gemacht werden. Aus Beziehung [6.4] ist ersichtlich, daß die kinetische Energie einer westlichen Zonalströmung nur zunehmen kann, wenn der Impulstransport mit zunehmender Breite abnimmt. Dies trifft z. B. für eine Störung zu, die in ihren südlichen und nördlichen Teilen nachschleift (Abb. 6.1, oben), denn  $\overline{u'v'}$  ist im Süden positiv und im Norden negativ. Umgekehrt nimmt die kinetische Energie der Zonalströmung ab, wenn die Störung in ihrem mittleren Teil zurückbleibt (Abb. 6.1, Mitte), und schließlich ändert sich ihre Energie überhaupt nicht im Fall fehlender Neigung von Trögen und Rücken (Abb. 6.1, unten).

Wir kehren nun wieder zur „Neamtan-Lösung“ zurück. Oben wurde bereits festgestellt, daß unter der Bedingung

$$\frac{1}{L_G^2} = \frac{1}{L_x^2} + \frac{1}{L_y^2}$$

die Störung mit konstanter Phasengeschwindigkeit ohne Änderung ihrer Amplitude verlagert wird. Die Existenz einer konstanten von der geographischen Breite unabhängigen Phasengeschwindigkeit erscheint hierfür nach den vorangegangenen

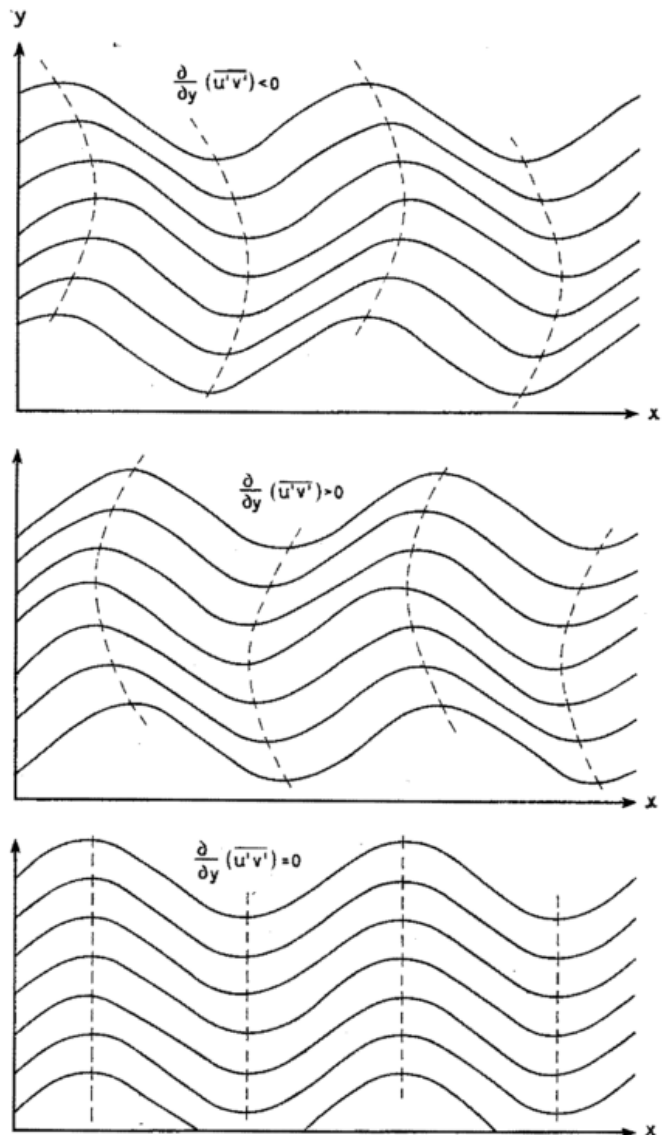


Abb. 6.1  
Zum Impulstransport  $\overline{u'v'}$

Ausführungen besonders wichtig, denn sie gewährleistet, daß die anfänglich meridional verlaufenden Trogachsen auch später genau meridional verlaufen, so daß Energieübergänge ausgeschlossen bleiben. Was geschieht aber, wenn

$$\frac{1}{L_G^2} \neq \frac{1}{L_x^2} + \frac{1}{L_y^2} ?$$

Da anfänglich keine Neigung der Tröge vorhanden ist und deshalb zu Anfang keine Übergänge stattfinden, wird eine spätere Zunahme oder Abnahme der kinetischen Energie der Zonalströmung davon abhängen, welche der beiden in Abb. 6.1 gezeigten Anordnungen von Trögen und Rücken sich im Laufe der Zeit einstellt. Die Achsenneigung kann sich aber nur dadurch ändern, daß die Störungen in den verschiedenen Breiten unterschiedlich schnell verlagert werden. Man kann nun zeigen, daß in einer zonalen Grundströmung mit relativ großer meridionaler

Ausdehnung  $\left( \frac{1}{L_G^2} < \frac{1}{L_x^2} + \frac{1}{L_y^2} \right)$  die Störungen dort am schnellsten verlagert werden, wo auch die Zonalströmung am stärksten ist, so daß sich nach einiger Zeit die räumliche Anordnung der Störung dem Profil der Grund-

strömung anpaßt. Falls die Grundströmung in der Kanalmitte ein Maximum aufweist, ist mit einer Zunahme der kinetischen Energie der Zonalströmung bei gleichzeitiger Abnahme der Energie der Störungen zu rechnen. Umgekehrt bleiben die Störungen in Gebieten maximaler Zonalströmung dann zurück, wenn die meridionale Ausdehnung der Zonalströmung relativ gering ist

$$\left( \frac{1}{L_G^2} > \frac{1}{L_x^2} + \frac{1}{L_y^2} \right),$$

woraus auf eine Zunahme der kinetischen Energie der Störung zu schließen ist. Im ersten Fall ist die Strömung also barotrop stabil, während sie im zweiten Fall barotrop instabil ist.

Am Beispiel der „Neamtan-Lösung“ wird also deutlich, daß die Stabilitätsverhältnisse vor allem von der meridionalen Struktur der zonalen Grundströmung abhängen. Diese bestimmt, welche der beiden in Abb. 6.1 gezeigten Formen die Trogachsen im Laufe der Zeit annehmen, und welche Richtung der Energiefluß damit aufweist.

### Die Atmosphäre verhält sich barotrop stabil

Die bisher für spezielle Strömungsfelder ermittelten Zusammenhänge lassen sich recht gut auf die Atmosphäre übertragen, denn die Strömungsverhältnisse im 500 mb-Niveau ( $\sim$  äquivalent-barotropes Niveau) tragen wesentliche Merkmale der bisher behandelten Felder. Zum einen sind auch in der Atmosphäre Störungen (Hoch- und Tiefdruckgebiete) einer zonalen Grundströmung überlagert, und zweitens weist die Zonalströmung im 500 mb-Niveau im allgemeinen ein Maximum in mittleren Breiten auf. Wie steht es nun mit den Energieänderungen? Zunächst stellen wir fest, daß die meridionale Ausdehnung der zonalen Grundströmung relativ groß ist im Vergleich zur räumlichen Ausdehnung der

$$\text{Störungen} \left( \frac{1}{L_G^2} < \frac{1}{L_x^2} + \frac{1}{L_y^2} \right).$$

Daraus wäre nach den vorangegangenen Ausführungen also auf einen von den Störungen zur Grundströmung gerichteten Fluß kinetischer Energie zu schließen. Hoch- und Tiefdruckgebiete müßten also mehr oder weniger schnell abgebaut werden, während sich gleichzeitig die Zonalströmung verstärken müßte. In der Tat wird diese Vermutung durch barotrope Vorhersagen bestätigt, die in den meisten Fällen schon nach einem Vorhersagezeitraum von 24 h und 48 h einen deutlichen Trend zur Zonalisierung der Strömung aufweisen. In Übereinstimmung mit den bisherigen Überlegungen zeigen die Vorhersagen im einzelnen sogar, daß die Störungen von geringerer räumlicher Ausdehnung schneller abgebaut werden als großräumigere Störungen. Bei längerfristigen barotropen Vorhersagen herrscht deshalb in der Regel eine ausge-

prägte Zonalströmung vor, der lediglich noch einige lange Wellen überlagert sind.

Im Zusammenhang mit dem oben erörterten Impulstransport stoßen wir noch auf eine wichtige Begleiterscheinung der Zonalisierung. In Verbindung mit dem Energieübergang zur Zonalströmung findet im Mittel ein Impulstransport zu den Breiten statt, in denen die Störungszentren liegen. Da diese nun gleichzeitig in Gebieten maximaler Zonalströmung liegen, erfährt die Zonalströmung gerade dort den größten Impulszuwachs, wo der Impuls ohnehin schon extrem groß ist. Dieser Prozeß ist für die Bildung von Strahlströmen von Bedeutung. Die besondere Eigenschaft der Impulskonzentration ist übrigens schon in Heft 1/2, 1971, Kap. 11 im Zusammenhang mit dem makroturbulenten Charakter der Atmosphäre erörtert worden. Dort wurde besonders auf den „asozialen“ Charakter dieses Vorganges hingewiesen, der bestehende Gegensätze nicht ausgleicht, sondern sie noch verstärkt.

In der Atmosphäre verhalten sich Störungen im allgemeinen also barotrop stabil. Der umgekehrte Fall barotroper Instabilität kommt relativ selten vor und dann nur in Verbindung mit Störungen großer Wellenlängen. Untersuchungen von PAULIN (1970) lassen darauf schließen, daß dieser Vorgang wesentlich zur Bildung und Aufrechterhaltung von Blockierungslagen beiträgt. Die Zonalisierung der Strömung ist zweifellos das wichtigste und auch auffallendste Merkmal barotroper Modelle. Obwohl die Zonalisierungstendenz in diesem Ausmaß nicht beobachtet wird, ist der zugehörige Mechanismus ein wesentlicher Bestandteil der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre, wo seine Auswirkungen jedoch durch andere nichtbarotrope Vorgänge überdeckt werden. Bekanntlich beziehen in mittleren Breiten die Störungen bei ihrem Aufbau potentielle sowie kinetische Energie hauptsächlich aus dem im meridionalen Temperaturgefälle vorhandenen beträchtlichen Vorrat an potentieller Energie. In barotropen Modellen ist aber wegen der einschneidenden Modellannahmen (kein Temperaturfeld definiert) dieser Prozeß überhaupt nicht vorhanden, und so kommt es, daß in barotropen Vorhersagen Störungen nur verschwinden, aber nie entstehen. Barotrope Modelle beschreiben tatsächlich nur den im Anschluß an die Entwicklung von Störungen einsetzenden Vorgang der weiteren Umwandlung von kinetischer Energie der Störung in andere Energieformen, d. h. in kinetische Energie der Zonalströmung. Aus diesem Grund sind auch nur ausgesprochen kurzfristige Vorhersagen von praktischer Bedeutung, wobei die noch vertretbare zeitliche Grenze davon abhängt, wie schnell und mit welcher Intensität sich Störungen im barotropen Vorhersageniveau 500 mb entwickeln.

## Ergebnisse barotroper Vorhersagen

Wenn man die Ergebnisse barotroper Prognosenrechnungen durch Vergleich mit herkömmlichen synoptischen Vorhersagekarten beurteilen will, so wären dazu längere Parallelreihen von synoptischen und barotropen Vorhersagen erforderlich, die mit genau dem gleichen Prüf-Verfahren im genau gleichen Kartenausschnitt bewertet werden. Da damit ein hoher Arbeitsaufwand verbunden ist, liegen solche Reihen nur in sehr begrenztem Umfang vor. So hat H. K. MEYER über eine Reihe von 50 Karten aus dem Winter 1964/65 berichtet. Dabei wurden die über Faksimile eingegangenen amerikanischen barotropen Vorhersagekarten mit den synoptischen 500 mb-Vorhersagen des DWD verglichen. Der als Bewertungsmaßstab benutzte „relative Windfehler“ nach G. REYMANN ergab für die synoptischen Karten einen Mittelwert von 46%, für die barotropen Karten 35%, also einen beachtlichen Vorsprung der barotropen Karten.

In der Folge wurden zwar gelegentlich die amerikanischen Karten bei der Konstruktion der synoptischen 500 mb-Vorhersagen mit benutzt; wegen ihres späten Eingangs konnten aber immer nur 36stündige Vorhersagekarten verwendet werden, und die Jahresmittelwerte des relativen Windfehlers blieben auch in den folgenden Jahren über 40%. Erst als ab Winter 1966/67 DWD-eigene barotrope Vorhersagen rechtzeitig zur Verfügung standen, stieg die Güte der 500 mb-Vorhersagen sprunghaft auf einen Jahresmittelwert von 32,9% an (s. Abb. 7.1). Dieser Anstieg, der bezogen auf einen mehrjährigen Mittelwert von 41,1% eine Verminderung der Fehler um 20% bedeutet, ist allein auf die Verwendung barotroper Vorhersagen zurückzuführen, denn barokline Prognosen standen erst ab Ende 1967, noch dazu anfangs zu einem relativ späten Zeitpunkt, zur Verfügung. Ende 1967 wurde dann die Berechnung des Reymannschen Gütefaktors eingestellt und statt dessen maschinell ein relativer Windfehler für das wesentlich engere Gitternetz der numerischen Prognosen in einem größeren Gebiet berechnet. Diese Faktoren sind deshalb mit den früheren Werten nicht mehr vergleichbar.

Diese — durchweg erfreuliche — Bilanz der Mittelwerte, die jeweils als Durchschnitt über die ganze Karte gelten, sagt noch nichts aus über spezielle typische Eigenschaften barotroper Prognosen. Solche Eigenschaften sind eher durch systematische visuelle Vergleiche der Vorhersagekarten mit der eingetroffenen Entwicklung zu erkennen. Die Ergebnisse derartiger Vergleiche, die für barotrope Vorhersagekarten vor allem von K. O. WEGNER für einen mehrmonatigen Zeitraum durchgeführt wurden, lassen sich etwa wie folgt zusammenfassen:

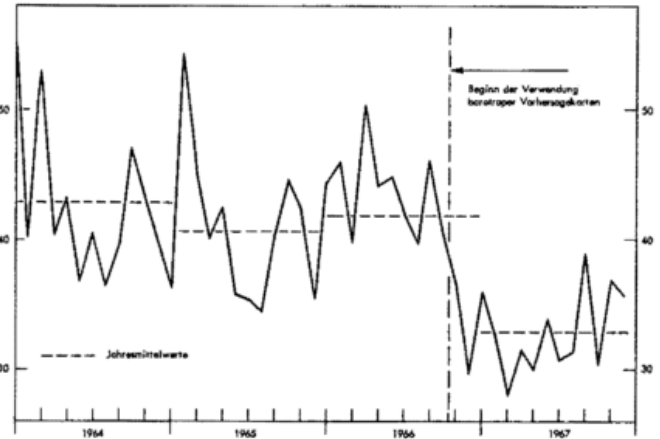


Abb. 7.1

Mittlerer relativer Windfehler (nach REYMANN) der 500 mb-Vorhersagen 1964—1967

1. Die Verlagerung der Druckgebilde erfolgt überwiegend zu langsam. Dieser Effekt verstärkt sich naturgemäß mit zunehmender Prognosezeit und ist besonders bei zonaler Strömung ausgeprägt. Er ist eine Folge des immer noch zu weitmaschigen Gitternetzes, das zu einer ungenügenden Erfassung der Differentialquotienten des Druckfeldes führt. Bei 24stündigen Vorhersagen tritt dieser Fehler an 42% aller Tage auf, bei 48stündigen Vorhersagen fast doppelt so häufig. Dies führt oft dazu, daß 72stündige Vorhersagen etwa die Lage nach 60 Stunden angeben. Indessen gibt es bemerkenswerte Ausnahmen: Bei Meridionalzirkulation und blockierenden Lagen wird die Verlagerungsgeschwindigkeit oft zu hoch angegeben, oder anders ausgedrückt: die blockierende Wirkung wird oft unterschätzt. In Monaten mit überwiegender Meridionalzirkulation wurde zum Beispiel bei 72stündigen Vorhersagen in mehr als der Hälfte aller Tage die Verlagerung zu schnell angenommen.
2. Druckgebilde werden häufig zu schwach vorhergesagt. Dieser Fehler, der mit der allgemeinen Eigenschaft barotroper Modelle in Verbindung steht, daß jegliche Entwicklungsprozesse nicht erfaßt werden können, führt zu einer allmählichen Zonalisierung und wächst ebenfalls mit zunehmender Vorhersagezeit an. Auf 24stündigen Vorhersagen erscheinen 1/4 bis 1/3 aller Druckgebilde zu schwach, auf 48stündigen etwa die Hälfte. Dagegen kommen zu stark vorhergesagte Druckgebilde wesentlich seltener vor, am ehesten noch Hochdruckgebiete in den Subtropen bei Meridionalzirkulation oder im Polargebiet. Im

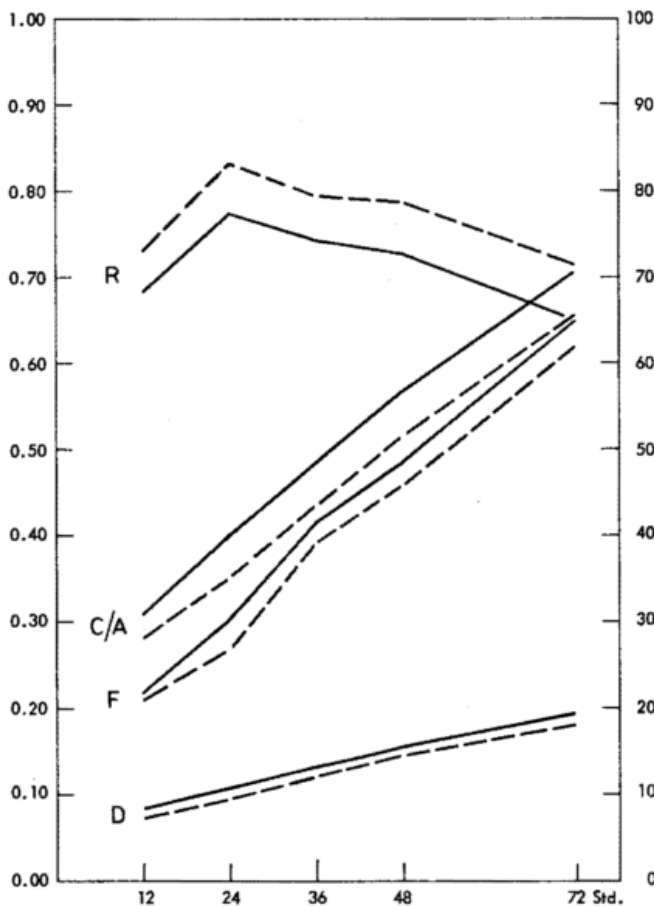


Abb. 7.2

Jahresmittelwerte verschiedener Gütefaktoren für Atlantik-Europa-Ausschnitt im Jahre 1970. Die 4 Gütefaktoren sind:

- R = Korrelationskoeffizient der Höhenänderungen
- C/A = quadratisch gemittelter Windfehler durch quadratisch gemittelter beobachteter geostrophischer Wind
- F = Mittlerer Absolutwert der Fehler der vorhergesagten Höhenänderung (Meter)
- D = Mittlerer Absolutwert der Fehler des vorhergesagten Windes (Knoten)

Die Kurven bedeuten:

- = barotrope Vorhersagen
- = barokline Vorhersagen (für 72 Stunden gemischte Vorhersagen)

Durchschnitt liegt jedoch der Anteil zu stark vorhergesagter Hochdruckgebiete oder Hochdruckkeile auch bei 48stündigen Vorhersagen nicht höher als 10%.

Schließlich sei die Frage gestellt, bis zu welchem Zeitraum man barotrope Vorhersagen sinnvoll ausdehnen kann. Eine Antwort auf diese Frage kann uns Abb. 7.2 liefern, in der das Absinken der Prognosegüte mit zunehmender Prognosezeit für verschiedene Gütefaktoren dargestellt ist. Zum Vergleich sind die entsprechenden Werte für barokline Prognosen mit eingetragen. Mit Ausnahme des Korrelationskoeffizienten, der ein etwas komplizierteres Verhalten aufweist, lassen alle Faktoren ein fast lineares Ansteigen mit der Zeit erkennen, das auch eine grobe Extrapolation erlaubt. So dürfte der relative Windfehler, der für 72 Stunden bereits 70% überschreitet, sich bereits bei 120 Stunden (= 5 Tagen) der 100%-Grenze nähern, womit eine Prognose absolut wertlos würde, denn dann hätte der Fehlervektor die gleiche Größe wie der eingetretene Wind selbst. (Dieses Ergebnis würde man auch erreichen, wenn man auf der gesamten Karte Windstille vorhersagen würde). Eine brauchbare Prognose muß deshalb deutlich unter dieser Grenze bleiben. Die Beschränkung auf 72stündige Prognosen erscheint deshalb sinnvoll, wenn auch 96stündige Prognosen noch nicht völlig wertlos wären. Auffallend ist jedoch, daß auch barokline Prognosen, zumindest die des zur Zeit beim DWD laufenden Modells, bei etwas höherem Güteniveau einen ganz ähnlichen Abfall der Güte mit zunehmender Zeit zeigen, so daß auch damit kein wesentlich längerer Zeitraum zu überbrücken sein dürfte.

Zusammenfassend kann man also feststellen, daß barotrope Vorhersagen herkömmlichen synoptischen Vorhersagen weit überlegen, baroklinen Vorhersagen aber nur wenig unterlegen sind. Im Hinblick auf die zahlreichen und tiefgreifenden Vereinfachungen in barotropen Modellen und dem gegenüber baroklinen Modellen um mehr als eine Größenordnung geringeren Rechenaufwand kann man ihre Leistungsfähigkeit nur als erstaunlich hoch bezeichnen.

## 8

### Literatur zum barotropen Modell

#### Lehrbücher

- (1) HALTNER, G. J.: Numerical weather prediction. New York: Wiley 1971.
- (2) HALTNER, G. J.; MARTIN, F. L.: Dynamical and physical meteorology. New York: McGraw-Hill 1957.
- (3) HOLTON, J. R.: An introduction to dynamic meteorology. New York: Academic Press 1972.
- (4) REUTER, H.: Methoden und Probleme der Wettervorhersage. Wien: Springer-Verlag 1954.
- (5) THOMPSON, P. D.: Numerical weather analysis and prediction. New York: MacMillan 1961.

#### Originalaufsätze

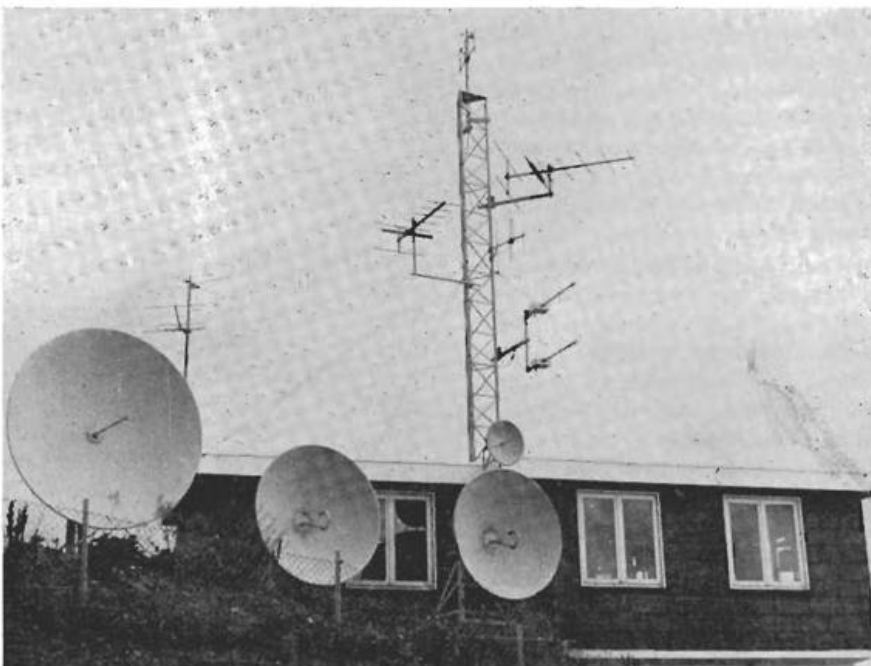
- (1) BOLIN, B.: An improved barotropic model and some aspects of using the balance-equation for three-dimensional flow. *Tellus* **8** (1956) S. 61—75.
- (2) CHARNEY, J. G.: On the scale of atmospheric motions. *Geofys. Publikasjoner* **17** (1948) 17 S.
- (3) CHARNEY, J. G.: The use of the primitive equations of motion in numerical prediction. *Tellus* **7** (1955) S. 22—26.
- (4) CHARNEY, J. G.; ELIASSEN, A.: A numerical method for predicting the perturbations on the middle latitude westerlies. *Tellus* **1** (1949) S. 38—54.

- (5) CHARNEY, J. G.; FJORTOFT, R.; NEUMANN, J. von: Numerical integration of the barotropic vorticity equation. *Tellus* **2** (1950) S. 237—254.
- (6) CHARNEY, J. G.; PHILLIPS, N. A.: Numerical integration of the quasigeostrophic equations for barotropic and simple baroclinic flows. *J. Meteor.* **10** (1953) S. 71—99.
- (7) CRESSMAN, G. P.: Barotropic divergence and very long atmospheric waves. *Monthly Weather Rev.* **86** (1958) S. 293—297.
- (8) CRESSMAN, G. P.: Improved terrain effects in barotropic forecasts. *Monthly Weather Rev.* **88** (1960) S. 327—342.
- (9) FJORTOFT, R.: On the changes in the spectral distribution of kinetic energy for two-dimensional, nondivergent flow. *Tellus* **5** (1953) S. 225—230.
- (10) v. HASELBERG, K.; HINKELMANN, K.: On initial data filtering processes. *Research in objective weather forecasting. Summary Report Nr. 2, P.G., Deutscher Wetterdienst, Offenbach* (1964) 18 S.
- (11) HINKELMANN, K.: Der Mechanismus des meteorologischen Lärms. *Tellus* **3** (1951) S. 285—296.
- (12) HOLLMANN, G.: Über prinzipielle Mängel der geostrophischen Approximation und die Einführung ageostrophischer Windkomponenten. *Meteor. Rdsch.* **9** (1956) S. 73—78.
- (13) MEYER, H. K.: Konstruktion und Güte von 24stündigen Höhenvorhersagekarten unter Verwendung barotroper Vorhersagen. *Ber. Dt. Wetterd.* **14** (1967) Nr. 103.
- (14) NEAMTAN, S. M.: The motion of harmonic waves in the atmosphere. *J. Meteor.* **2** (1946) S. 53—56.
- (15) PHILLIPS, N. A.: Numerical integration of the primitive equations on the hemisphere. *Monthly Weather Rev.* **87** (1959) S. 333—345.
- (16) REYMANN, G.: Zur Beurteilung von Vorhersagekarten. *Meteor. Rdsch.* **11** (1958) S. 13—19.
- (17) ROSSBY, C. G.: On the dispersion of planetary waves in a barotropic atmosphere. *Tellus* **1** (1949) S. 54—58.
- (18) ROSSBY, C. G. et al.: Relations between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and the displacements of the semi-permanent centers of action. *J. Marine Res.* **2** (1939) S. 38—55.
- (19) SHUMAN, F. C.: Predictive consequences of certain physical inconsistencies in the geostrophic barotropic model. *Monthly Weather Rev.* **85** (1957) S. 229—234.

## Institute stellen sich vor

### Das Institut für Radiometeorologie und Maritime Meteorologie an der Universität Hamburg

(Institut der Fraunhofer-Gesellschaft zur Förderung der angewandten Forschung e. V.)



Nach dem Wiederaufbau des Meteorologischen Instituts der Universität Hamburg (mit der Geophysik und der Meereskunde zunächst im Geophysikalischen Institut zusammengefaßt) durch P. RAETHJEN begann K. BROCKS 1948 mit Forschungsarbeiten auf dem Gebiet der Wechselwirkung Ozean-Atmosphäre und der Radiometeorologie durch eine Kombination direkter Meßmethoden (Bojen- und Flugzeugmessungen u. a.) und indirekter Verfahren auf der Basis elektromagnetischer Wellen unterschiedlicher Frequenz („remote sensing“). Nach einer Starthilfe durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) im Jahre 1949 wurden diese Arbeiten ab 1956 zunächst durch Verträge mit dem Bundesministerium der Verteidigung, später (ab 1960) auch mit Hilfe der DFG-Schwerpunktprogramme „Meeresforschung“ und „Radiometeorologie“, finanziert. Sie werden in Amtshilfe durch die Küstendienststellen des Verkehrsministeriums und der Bundespost, ferner durch die Bundesmarine, den Deutschen Wetterdienst und den Geophysikalischen Beratungsdienst der Bundeswehr unterstützt. Der für diese neuen Arbeitsrichtungen erforderliche personelle und experimentelle Aufwand überstieg bei weitem die Möglichkeiten, die im Rahmen des Etats

der Universität Hamburg zur Verfügung standen. Schon ab 1958 wurde deshalb in Zusammenarbeit mit der Universität eine geeignete Organisationsform zur Verwaltung der Fremdmittel gesucht, nachdem zunächst durch die „Radiometeorologische Forschungsgruppe“, später die „Radiometeorologische Abteilung“ des Meteorologischen Instituts ein gewisser formaler Rahmen geschaffen worden war. Als Träger-Institution für eine Dauerlösung erwies sich die „Fraunhofer-Gesellschaft zur Förderung der angewandten Forschung e. V.“ in München als besonders geeignet, die bereits seit 1957 die zusätzlichen Forschungsmittel für die erwähnten Arbeiten verwaltete. Insbesondere sollte das technische und wissenschaftliche Personal durch die Möglichkeit unbefristeter Anstellungsverträge eine bessere soziale Sicherung erhalten.

Nach Verhandlungen in einer hierfür gebildeten Kommission, die sich aus Vertretern der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Hamburg, den zuständigen Hamburger Dienststellen und Bundesbehörden sowie der Fraunhofer-Gesellschaft zusammensetzte, wurde das „Institut für Radiometeorologie und Maritime Meteorologie an der Universität Hamburg“ („IRMM“), Institut der Fraunhofer-Gesellschaft, gegründet mit Prof. Dr. K. BROCKS als Direktor. Zwischen der Universität Hamburg und der Freien und Hansestadt Hamburg einerseits und der Fraunhofer-Gesellschaft andererseits wurde hierüber am 1. Juli 1963 eine Vereinbarung geschlossen. Form und Aufgabe des Instituts ist durch ein Statut festgelegt. Das Institut wird durch ein Kuratorium betreut, dem neben Vertretern der Fraunhofer-Gesellschaft, mehrerer Ministerien bzw. Behörden und der Universität z. Z. die Professoren DIEMINGER (Vorsitzender des Kuratoriums), HACHENBERG, HINZPETER und KERTZ als wissenschaftliche Sachverständige angehören.

Seit dem 1. 1. 1968 wird der Grundetat des Instituts über die Fraunhofer-Gesellschaft durch das Ministerium für Bildung und Wissenschaft getragen, ergänzt durch Mittel der Deutschen Forschungsgemeinschaft und des Bundesverteidigungsministeriums.

Im IRMM arbeiten z. Z. 15 Wissenschaftler und 23 Angestellte der Datenverarbeitung, Technik, Werkstatt und Verwaltung. Weiterhin werden häufig Gastwissenschaftler — meist aus dem Ausland — zur Mitarbeit eingeladen. Das Institut arbeitet wis-

senschaftlich sehr eng mit dem Meteorologischen Institut der Universität Hamburg\*) zusammen (bis April 1972 auch unter gemeinsamer Leitung). Die Unterbringung des IRMM befindet sich im Zustand des Provisoriums, die Mitarbeiter arbeiten verstreut in mehreren z. T. weit voneinander entfernten Stellen. Dieser Zustand beeinträchtigt in einem gewissen Maße die Kommunikation und Diskussion innerhalb des Instituts. Eine Verbesserung zeichnet sich ab durch den Baubeginn des Gebäudes für die Fachbereiche Geowissenschaften und Mathematik („Geomatikum“) der Universität Hamburg, das 1975 fertiggestellt sein soll.

Im IRMM werden sowohl angewandte Forschung als auch anwendungsorientierte Grundlagenforschung betrieben. Die derzeitigen Forschungsaufgaben des Instituts konzentrieren sich auf experimentelle und theoretische radiometeorologische sowie maritim-meteorologische Untersuchungen. Auf dem Sektor der *Radiometeorologie* werden die atmosphärischen Einflüsse auf die elektromagnetische Wellenausbreitung aller Frequenzen, speziell über dem Meer, untersucht. Die im Rahmen der *Maritimen Meteorologie* laufenden Forschungsarbeiten befassen sich vor allem mit den physikalischen Prozessen in der maritimen Reibungsschicht, die geprägt werden von den Wechselwirkungsprozessen an der Grenzfläche Ozean-Atmosphäre. Hier haben sich insbesondere zwei Schwerpunkte herausgebildet:

- a) die Erfassung der mikroturbulenten Transportprozesse von Impuls, sensibler und latenter Wärme unmittelbar an der Meeresoberfläche (Prandtl-Schicht),
- b) die Untersuchung der Vertikalstruktur und der zeitlichen Variationen der meteorologischen Parameter sowie der Massen-, Energie- und Impulsflüsse in verschiedenen Skalenbereichen in der planetarischen Grenzschicht (bis zu 2 km Höhe).

Die bereits durch den Institutsnamen gegebenen beiden Hauptarbeitsrichtungen des Instituts (*Radiometeorologie* und *maritime Meteorologie*) sind sachlich eng miteinander verknüpft, sie ergänzen einander in ihren wissenschaftlichen Resultaten ebenso wie bei der Instrumentenentwicklung und den Auswerteverfahren. Die systematische Erfassung der physikalischen Vorgänge und der atmosphärischen Feinstrukturen in der maritimen Grenz-

schicht — vor allem des Wasserdampf-feldes — bilden eine wesentliche Voraussetzung für die Untersuchung der elektromagnetischen Wellenausbreitung über See. Ein anerkannter Fortschritt auf diesem Gebiet konnte nur erreicht werden, weil die Arbeiten beider Forschungsrichtungen gleichzeitig und aufeinander abgestimmt mit großer Intensität vorangetrieben wurden.

Die Messungen unverfälschter Vertikalprofile der Temperatur, des Windes und der Feuchte in den untersten 15 m über dem Meer mit einer eigens zu diesem Zweck konstruierten Boje als Instrumententräger gestatteten es bereits frühzeitig, Parametrisierungsansätze zur Berechnung der Vertikalgradienten, der turbulenten Flüsse und der Ausbreitungsbedingungen elektromagnetischer Wellen (das Brechungsindexfeld) unter Benutzung einfacher meteorologischer Routinemessungen zu entwickeln.

In den letzten Jahren wurden umfangreiche Untersuchungen in der maritimen Grenzschicht der Atmosphäre während dreier Expeditionen (1965, 1969 unter Leitung von K. BROCKS und 1970 durch Beteiligung am Bahama-Experiment) besonders über dem tropischen und subtropischen Atlantik vorgenommen. In den niederen Breiten stellt der Ozean das bedeutendste Energiereservoir der Atmosphäre dar. Wegen der besonderen vertikalen Struktur der planetarischen Grenzschicht im Passat laufen dort in den unteren 2 km der Atmosphäre Energietransportvorgänge ab, die sich entscheidend auf die Ausbildung der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation auswirken.

Die gleichen Grundlagen und Verfahren der atmosphärischen Grenzschichtforschung, die zur Parametrisierung der Vertikalprofile und -flüsse benötigt werden, führten zur Entwicklung einer Methode zur Bestimmung bzw. Vorhersage der elektromagnetischen Ausbreitungsbedingungen über See („Funkwetter“-Vorhersage, Radarreichweiten-Vorhersage). Als charakteristischer Parameter erwies sich die Dicke des — infolge der ständig wirkenden Verdunstung entstehenden — sog. Verdunstungswellenleiters. Dieser (in unseren Breiten) bis zu etwa 30 m dicke Wellenleiter (abhängig vom Vertikalgradienten des Brechungsindex für Radiowellen — der eine Funktion der vertikalen Temperatur- und Feuchtegradienten ist — und der atmosphärischen Stabilität) übt ganz typische Effekte auf die Aus-

\*) s. „promet“ 3/72, S. 29—32

breitung elektromagnetischer Wellen im cm- bis m-Band aus. Es kommt hinter dem Horizont zu kräftigen Erhöhungen der Empfangsfeldstärke (Überreichweiten), vor dem Horizont sind extreme Interferenzeinbrüche bis zum Totalausfall („Radarlöcher“) möglich. Experimentell wird der Einfluß der Atmosphäre — hier speziell der maritimen Grenzschicht — auf die elektromagnetische Wellenausbreitung mit einem System von Richtfunkstrecken im Wellenlängenbereich zwischen 9 mm und 2 m, das in der Deutschen Bucht installiert ist, untersucht. Die Sender stehen bei Überhorizontausbreitungsversuchen auf einem Signalturm bei Bremerhaven, die Empfangsanlagen im Meteorologischen Observatorium der Universität Hamburg auf Helgoland (Abb. 1); bei Untersuchung der Bedingungen auf „Sichtstrecken“ werden Leuchttürme in der Deutschen Bucht als Standort für Sender oder Empfänger mit herangezogen. Die Ausbreitungsmechanismen, die durch Einflüsse höherer Schichten entstehen (z. B. Reflexion der elektromagnetischen Strahlung an Unstetigkeitsstellen des Brechungsindexfeldes — Inversionen —, Streuung an Turbulenzkörpern), wurden durch Radiosondenanstiege und Refraktometerflüge verifiziert.

Gegenwärtig steht die Erforschung der Phänomene auf Sichtstrecken im Vordergrund. Theoretische Berechnungen des Empfangsfeldes nach Amplitude und Phase bei Annahme einer realistischen Vertikalverteilung des Brechungsindex in der maritimen Grenzschicht geben detaillierte Aufschlüsse über auftretende Totalausfälle der Feldstärke und der damit gekoppelten Phasensprünge. Während der Zusammenbruch der Signalfeldstärke die Ursache von bisher nicht geklärten Schiffskollisionen sein könnte, können die Phasensprünge zu eklatanten Fehlmessungen bei der Entfernungsbestimmung führen, wenn man, wie in der Geodäsie zunehmend üblich, elektromagnetische Entfernungsmeßgeräte auf der Basis der Phasemessung verwendet. Die theoretischen Modellrechnungen werden auf die Erfassung von Inversionseinflüssen und das Verhalten der Feldstärke an Kustiken ausgedehnt. Ein weiterer Schritt auf diesem Gebiet der troposphärischen Wellenausbreitung ist die Berücksichtigung horizontaler Gradienten, wie sie insbesondere in Küstennähe auftreten können, wo sehr viele Funkstrecken (z. B. Radarleitstraßen, Nachrichtenübertragungs- und Ortungssysteme) verlaufen.

Im Rahmen der radiometeorologischen Forschungen gewinnt in den letzten Jahren die Entwicklung indirekter Meßverfahren zur Erfassung atmosphärischer Parameter und Vorgänge (*remote sensing of the atmosphere*) immer mehr an Aktualität. Das Institut ist gegenwärtig mit der Bestimmung des Turbulenzzustandes und des Windfeldes in der Troposphäre mit Hilfe von Richtfunkstrecken, die mit schwenkbaren Antennensystemen ausgerüstet sind, in dieser Richtung tätig. — Neben diesen skizzierten Hauptthemen werden zahlreiche kleinere Probleme auf dem Ausbreitungssektor, meist angeregt durch Anfragen aus der Praxis (wie Reflexionskoeffizienten bei rauher See, Satellitenausbreitung, troposphärische Depolarisationseffekte etc.), bearbeitet.



Die oben skizzierten Forschungsarbeiten erfordern naturgemäß einen großen technischen Aufwand. Dazu müssen spezielle Geräteträger und Instrumente unter Ausnutzung modernster Technologien weitgehend im Institut selbst entwickelt werden, da die benötigten Spezialanlagen wegen ihrer seltenen Verwendungsmöglichkeit von der Industrie nicht hergestellt werden. Um ungestörte Messungen der meteorologischen Parameter auf der freien See zu erhalten, mußten spezielle Bojen und Meßgeräte entwickelt werden. Speziell für den Einsatz auf See hergerichtete Meßsysteme zur Windmessung (u. a. 3-Komponenten-Schallanemometer), Temperatur- und Feuchtemessung (Mikrowellenrefraktometer, Lyman- $\alpha$ -Humidiometer) sind im Institut vorhanden. Zur Messung in Höhen über 20 m bis 5 km sind hochempfindliche Radiosonden erforderlich. Hier ist besonders die Fertigstellung einer am Institut entwickelten kontinuierlich registrierenden 3-Kanalsonde zu nennen. Als

Instrumententräger werden Fesselballone (Abb. 2) oder freifliegende Ballone eingesetzt. Für radiometeorologische Untersuchungen stehen verschiedene Richtfunkstrecken, z. T. mit schwenkbaren Antennensystemen einschließlich moderner Registriereinrichtungen (u. a. Langzeitmagnetbandgeräte), im Wellenlängenbereich zwischen 1,6 cm und 2 m zur Verfügung, eine 9-mm-Anlage wird z. Z. erprobt.

Von entscheidender Bedeutung für die schnelle optimale Auswertung des mit Hilfe moderner Meßmethoden erfaßten umfangreichen Datenmaterials ist eine leistungsfähige Datenverarbeitung. Ein erheblicher Fortschritt konnte hier durch Bereitstellung einer CDC 1700 mit Analog- und Digital-eingabemöglichkeit erzielt werden. Für kompliziertere theoretische Modellrechnungen ist der Zugang zur TR 440 des Rechenzentrums der Universität Hamburg von großem Vorteil.

Die komplexe Problematik der am Institut betriebenen Forschungen erfordert eine Zusammenarbeit unterschiedlicher spezialisierter Arbeitsgruppen. Dennoch ist es oft nicht möglich, wichtige Fragestellungen institutsintern zu lösen, es erweist sich immer mehr als notwendig, optimale Lösungsversuche im Rahmen von Großforschungsprojekten anzustreben. Daher beteiligt sich das Institut bereits seit mehreren Jahren aktiv an nationalen und internationalen Programmen. Es wirkt wesentlich mit im 1971 gegründeten Sonderforschungsbereich 94 (Meeresforschung Hamburg) der Deutschen Forschungsgemeinschaft und wird sich in diesem Rahmen 1973 an JONSWAP 2 (Joint North Sea Wave Project No. 2) im Meßfeld westlich von Sylt beteiligen, bei dem vor allem die dynamischen Wechselwirkungen zwischen Ozean und Atmosphäre in einem weiten Skalenbereich erforscht werden sollen. Ferner wird die Mitarbeit im Global Atmospheric Research Program (GARP) durch Beteiligung am GARP-Atlantic-Tropical-Experiment (GATE) 1974 fortgesetzt, in dem das Institut sich aufgrund langjähriger Erfahrungen in entscheidendem Maße an den Untersuchungen der planetarischen Grenzschicht beteiligt. Auf dem radiometeorologischen Gebiet bestehen fruchtbare internationale Kontakte und Programme über die Scientific Affairs Division der NATO und der URSI (International Union of Radio Science). Auf nationaler Ebene wird seit langem eine enge Zusammenarbeit mit geodätischen Arbeitsgruppen, den Ministe-

rien für Bildung und Wissenschaft, Verteidigung und Verkehr, der Deutschen Bundespost und der Industrie gepflegt.

Neben der reinen Forschungsarbeit beteiligt sich das Institut auch an der studentischen Ausbildung (Vorlesungen, Seminare, Arbeitsgemeinschaften durch Institutsmitglieder). Im Rahmen der Forschungsarbeiten des Instituts

wurden im Laufe der Zeit eine Reihe von Diplom- und Doktorarbeiten angefertigt. Dabei hat es sich einerseits für Studenten als vorteilhaft erwiesen, an Meßkampagnen aktiv teilzunehmen, andererseits konnte das Institut auf diese Weise einen mit seinen Forschungsaufgaben bereits vertrauten Nachwuchs gewinnen.

K. BROCKS † und Mitarbeiter

JOPPICH, C. (TU Hannover)  
Meteorologische Entwicklung der Ems-  
hochwasser

KÖHNE, R. (Uni Bonn)  
Die vertikale Struktur der Passatschicht  
über dem östlichen Nordatlantik an-  
hand der „Meteor“-Daten von 1965

KREUELS, R. (Uni Bonn)  
Ein Beitrag zur aerologischen Klima-  
tologie Südamerikas

LANGE, H.-H. (TU Braunschweig)  
Wechselwirkung von Alfvénwellen und  
stationäre Strukturen mit einer schnel-  
len magnetohydrodynamischen Stoß-  
welle

LIEBL, K. (MPI Mainz)  
Der Boden als Senke und Quelle für  
das atmosphärische CO

PANHANS, W.-G. (Uni Mainz)  
Der hydrologische Zyklus in der Atmo-  
sphäre

PEYINGHAUS, W. (Uni Bonn)  
Ein rechnerisches Verfahren zur Be-  
stimmung der atmosphärischen Trü-  
bung aus Aktinometermessungen

PROHL, P. (Uni Mainz)  
Strahlungsflüsse in der Atmosphäre

REHN, H.-W. (TU Braunschweig)  
Wellen im heißen Plasma

SCHENK, W. (Uni Frankfurt)  
Langfristige barotrope Vorhersagemo-  
delle in einer Kugelzone

SCHEFFLER, W. (Uni Hamburg)  
Meteorologische Einflüsse auf die Pha-  
se einer Richtfunkstrecke über See

THOMMES, W. (Uni Bonn)  
Zur Wasserdampfausbreitung und Ver-  
dunstung einer Seeoberfläche in einem  
stationären Modell

VOGT, S. (TU Karlsruhe)  
Vergleich des Schweizer Regenanaly-  
sators nach Dr. Joss mit der herkömm-  
lichen Filtermethode

WAGNER, G. (Uni Berlin)  
Feuchtemeßverfahren in der planetari-  
schen Grenzschicht mit einem Leicht-  
flugzeug als Meßträger

WERGEN, W. (Uni Bonn)  
Die Berechnung der windgetriebenen  
Meeresströmung im Indischen Ozean  
auf der Basis von beobachteten Daten  
der Windschubrotation

ZICKLER, A. (Uni München)  
Eigenschaften eines Fourier-Spektro-  
meters mit sphärischen Spiegeln

ZOLLNER, R. (Uni Hamburg)  
Die intertropische Konvergenzzone  
über den Ozeanen, ihre mittlere Struk-  
tur sowie ihre zeitlichen und räumli-  
chen Veränderlichkeiten (unter Benut-  
zung der Literatur bis 1970)

## Habilitationen, Promotionen und Diplom-Hauptprüfungen im Fach Meteorologie an den Universitäten der Bundes- republik Deutschland im Jahre 1972

### Habilitationen

GEB, M. (Uni Berlin)  
Neue Aspekte und Interpretationen  
zum Luftmassen- und Frontenkonzept

HANTEL, M. (Uni Bonn)  
Ein vertikal integriertes Modell der  
Passatschicht

HOFFMANN, G. (Uni Berlin)  
Die technikorientierte Klimaklassifika-  
tion — Problem und Versuch einer  
Lösung

### Promotionen

BUCHEN, M. (Uni Frankfurt)  
Der Tagesgang der CO<sub>2</sub>-Konzentration  
in der ozeannahen Luftschicht

DAMMANN, J. (TU Hannover)  
Die Verdunstung als Problem der tur-  
bulenten Diffusion in der Atmosphäre

ESCHELBACH, G. (Uni Mainz)  
Berechnungen des Strahlungsfeldes  
einer dunsthaltigen Atmosphäre im so-  
laren Spektralbereich

GRIMM, E. (TH Darmstadt)  
Numerische Experimente zur Ermitt-  
lung charakteristischer Abmessungen  
und Intensitäten von Konvektions-  
zellen

HÄNEL, G. (Uni Mainz)  
Bestimmung physikalischer Eigenschaf-  
ten atmosphärischer Schwebeteilchen  
als Funktion der relativen Luftfeuchtig-  
keit

HEINRICH, M. (Uni Kiel)  
Transmission, Reflexion und Absorp-  
tion von Wolken unter Berücksichti-  
gung der Tropfen- und Bandenabsorp-  
tion

HERBERT, F. (Uni Mainz)  
Die Theorie der irreversiblen Prozesse  
und ihre Anwendung auf die Atmo-  
sphäre

KAVIANI, R. (TU Hannover)  
Der Einfluß des Grundwassers auf die  
Verdunstung der Erdoberfläche

KETSERIDIS, G. (MPI Mainz)  
Entwicklung einer Analysenmethode  
zur Isolierung und Identifizierung des  
organischen Anteils von Reiluftaero-  
solteilchen

KRUSPE, G. (Uni Hamburg)  
Autocovarianzspektren von Brechungs-  
index, vertikaler Windgeschwindig-  
keit, Lufttemperatur und -feuchte, CO-  
Spektren des vertikalen Wärme- und  
Feuchteflusses über See

NEUMANN, D. (Uni Mainz)  
Messung des troposphärischen Aero-  
sols mit Laserstrahlung vom Boden aus

WALTHER, H. (MPI Mainz)  
Theoretische Studien zur Koagulation  
und Größenverteilung von Kondensa-  
tionsaerosolen

### Diplom-Hauptprüfungen

AHRENS, H.-D. (TU Karlsruhe)  
Abhängigkeit des Windprofils von der  
Wetterlage

BALTRUSCH, M. (Uni Frankfurt)  
Dreidimensionale Analyse des CO<sub>2</sub>-  
Konzentrationsfeldes über einer Flä-  
chenquelle (Mannheim-Ludwigshafen)

GOESCH, M. (Uni Berlin)  
Meteorologische Auswertung einer  
mehrjährigen Meßreihe des Staubge-  
haltes unter besonderer Berücksichti-  
gung höher Werte

GROSCHE, M. (Uni Frankfurt)  
Die Filtermethode zu Konzentrations-  
messungen von Eiskeimen: Prüfung  
und Weiterentwicklung

ILMER, H. (TU Karlsruhe)  
Mittlere Druckverteilung bei verschie-  
denen Großwettertypen

## Problem- und Diskussionsecke

„*promet*“ ist eine Fortbildungszeitschrift. Was liegt daher näher, zusätzlich zu den fachlichen Informationen der reinen Fortbildung auch eine Diskussion über die Art der Fortbildung selbst zu versuchen, ihre Methodik und Didaktik kritisch zu durchleuchten und neue Methoden zu erörtern? Der nachstehende Aufsatz ist die Folge einer langen Diskussion an der Wetterdienstschule in Neustadt zwischen dem Lehrkörper und der *promet*-Schriftleitung, einer Diskussion über die Frage, ob und wieweit die moderne Form des programmierten Unterrichts auch für eine Aus- und Fortbildung im Bereich des Deutschen Wetterdienstes, des Geophysikalischen Beratungsdienstes der Bundeswehr, ja vielleicht selbst im Hochschulbereich anwendbar ist. „Die Selbstprüfung“, der erste Beitrag von F. Wippermann im Heft 1/2 '71 war ein erster Versuch in dieser Richtung.

### Programmierter Unterricht in der Meteorologie?

Rationalisierung und Automation haben in fast allen Arbeits- und Lebensbereichen Einzug gehalten und werden als eine Selbstverständlichkeit angesehen, doch auf dem Gebiet des Lernens und Lehrens steckt diese Entwicklung erst in den Kinderschuhen. Überfüllte Klassen, Raumnot, Mangel an geeigneten Lehrkräften und besonders die ständig steigenden Anforderungen entsprechend den Fortschritten auf naturwissenschaftlich-technischen Gebieten machen eine Rationalisierung des Lehr-Lernprozesses dringend notwendig. Nach W. CORRELL (1) beträgt die „Lebenserwartung“ des Hochschullehrstoffes nur 15 Jahre und die durchschnittliche Lebensdauer des speziellen Berufswissens sogar nur fünf bis acht Jahre. Dies bedeutet aber, daß ein Hochschulabsolvent beständig neu hinzulernen muß, wenn er sein Wissen nicht veralten lassen will. Dasselbe gilt auch für die in der Wetterdienstpraxis tätigen Beamten und Angestellten des mittleren und gehobenen Dienstes. Aus den eingangs genannten Gründen wird aber gerade dieses „*up-dating*“ noch für längere Zeit der eigenen Initiative überlassen bleiben müssen. Will man mit den zur Verfügung stehenden Mitteln mehr Schüler intensiver aus- und weiterbilden — wobei Schüler im weitesten Sinne zu verstehen ist — dann braucht man Lehrmethoden, die folgende Grundforderungen erfüllen müssen:

1. Der Schüler muß relativ unabhängig vom Lehrer lernen können, nötigenfalls in größerer Entfernung von ihm.
2. Es muß eine bestmögliche Kontrolle der Lernaktivität und des Lernerfolges möglich sein.
3. Das Wissen muß so vermittelt werden, daß gleichzeitig die Fähigkeit

entwickelt wird, das Erlernete selbstständig und kritisch auf neue Situationen anzuwenden.

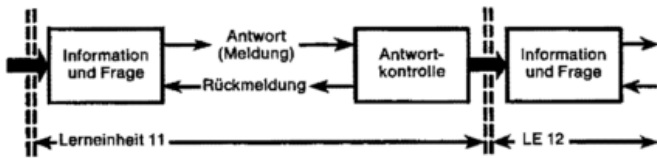
Unser derzeitiges, aus der vorindustriellen Gesellschaft stammende Bildungssystem kann mit seinen Lehr- und Lernverfahren kaum, bzw. überhaupt nicht, diese Forderungen erfüllen. Lehren und Lernen werden in Zukunft von neuartigen Techniken bestimmt werden müssen. Der „Programmierte Unterricht“ (PU) ist eine solche neue Unterrichtsform und bietet sich als gangbarer Weg zur Lösung der anstehenden Aufgaben an.

Wie der Programmierer einer Datenverarbeitungsanlage zunächst im Rahmen der Problemanalyse die gewünschten Ausgabedaten festlegt, so muß auch beim PU an den Anfang eines Unterrichtsprogrammes das Lernziel gestellt werden. Aus diesem muß für den Lernenden hervorgehen, was er tun muß, um zu zeigen, daß er das Ziel wirklich erreicht hat. Der Schüler muß mit den „Spielregeln“ vertraut gemacht werden, und er muß erfahren, welche Leistungen als ausreichend betrachtet werden. Das gilt auch für den traditionellen Unterricht. In der Darbietung des Stoffes ergeben sich jedoch wesentliche Unterschiede. Stoffschütten nach dem Motto „Friß Vogel oder stirb“ und einschläferndes Dozieren mit der natürlichen Folge des geistigen Wegtretens gibt es beim PU nicht. Vorlesungen sind nach CORRELL (1) ohnedies keine besonders wirksame Lehrmethode. Beim PU hat dagegen die Geometriestunde des Sokrates in Platons Menon-Dialog Pate gestanden, das wohlwollende Zwiegespräch, nur daß beim PU der Schüler nicht zum Ja-Sager degradiert, sondern zur aktiven Mitarbeit gefordert wird.

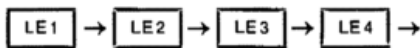
Das Programm ist eine bis in kleinste Unterrichtsschritte peinlich genau ausgearbeitete längere Unterrichtsfolge unter Verwendung modernster lernpsychologischer Erkenntnisse. W. SCHRAMM (2) gibt folgende Abgrenzung des Begriffes „Programmierter Unterricht“:

1. Der PU bietet eine bestimmte Reihenfolge von Reizen bzw. Denkanstößen.
2. Der Lernende reagiert auf sie in der vom Programm verlangten Weise.
3. Die sofortige Erfolgsmittelung bestärkt ihn in seinem Lernverhalten (sog. Verstärkung oder *reinforcement*).
4. Die Lernschritte sind klein gehalten.
5. Der Lernende gibt meistens die richtigen Antworten, sofern das Programm richtig angelegt ist.
6. Von dem jeweils erreichten Kenntnisstand ausgehend, vervollständigt der Schüler sein Wissen in stetiger Annäherung an das Lernziel.

Wie das Programm dargeboten wird, ob in Buchform, oder in einer Lernmaschine oder computergesteuert, ist zunächst unwichtig. Entscheidend ist die Zerlegung des Stoffes in kleine Lernportionen, auch Lerneinheiten (LE) oder *Frames* genannt, an deren Ende immer eine Kontrollfrage steht. Erst nach Beantwortung der Frage geht der Schüler zur nächsten LE über, an deren Anfang die Lösung angegeben wird. Diesen Kontrollfragen kommt beim PU besondere Bedeutung zu. Während beim traditionellen Unterricht Prüfungen immer erst am Ende eines Unterrichtsabschnittes vorgenommen werden und der Schüler oft genug erst dann erfährt, daß er den dargebotenen Stoff nicht oder nicht richtig verstanden hat, wenn es bereits zu spät ist, wird er beim PU ständig durch die Fragen gefordert und kontrolliert seine Lernfortschritte selbst. Angst (sowieso ein schlechter Lehrmeister) vor schlechten Noten oder einer Blamage entfällt. Doch viel wichtiger ist, daß sich bei richtigen Antworten Erfolgserlebnisse einstellen, die den Schüler in seinem Lernverhalten bestärken und ermutigen. Man wendet also in der Lerntheorie das schon seit langem in der Physik bekannte Prinzip der Rückkopplung an. Im Blockdiagramm kann man diesen einfachen Regelkreis etwa folgendermaßen darstellen:



Die unmittelbare Rückmeldung (*feedback*) über den Erfolg ist eine allgemein anerkannte Grundlage des PU. Ein Schüler wird hier nicht mehr durch den Wettstreit mit seinen Kameraden zum Lernen angespornt, sondern durch das Bewußtsein seiner eigenen Leistung. Es entfällt die immer wieder im herkömmlichen Unterricht festzustellende Resignation langsamerer oder leistungsschwächerer Schüler, die gar nicht erst anfangen können, über eine Frage nachzudenken, weil die anderen schon die Antwort gegeben haben. Bei der Arbeit mit einem Unterrichtsprogramm bestimmt jeder selbst sein Arbeitstempo, er hat gewissermaßen seinen eigenen Privatlehrer, der ihm bei Bedarf eine Sache immer und immer wieder erklärt ohne je „aus der Haut zu fahren“. Die Unterteilung des Lehrstoffes in *Frames* ermöglicht es, häufige Erfolgserlebnisse durch richtige Antworten zu vermitteln. Der Harvard-Psychologe B. F. SKINNER hat dieses Verfahren entwickelt und erprobt. Die so entstehenden linearen Programme werden deshalb auch Skinner-Programme genannt. Man kann sie durch folgendes Blockdiagramm darstellen:

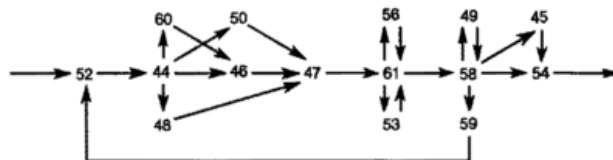


Alle Schüler haben alle Informationen zu lesen und alle Fragen zu beantworten, sie bewegen sich sämtlich auf einer „Einbahnstraße“, befahren diese aber mit unterschiedlicher Geschwindigkeit (W. R. FUCHS, (3)). Damit diese Lernfahrt nicht langweilig wird, müssen die Aufgaben so abwechslungsreich wie möglich gestaltet werden. Wesentlich dabei ist, daß der Lernende seine Antwort selbst formulieren muß (*constructed response*), er also zur aktiven Mitarbeit herangezogen wird. Lineare Programme dieser Art sind relativ einfach zu programmieren, und es wird kaum zu falschen Antworten kommen, da einfach alles quasi vorgekaut wird.

Es ist leicht einzusehen, daß größere Stoffgebiete bei linearer Programmierungstechnik sehr bald unübersehbar lang werden. Diesen Nachteil vermeiden die auf N. A. CROWDER zurückgehenden verzweigten Programme. Er ging von der Voraussetzung aus, daß man auch aus seinen Fehlern lernen

und damit auf verschiedenen Wegen zum Ziel gelangen kann. Im Gegensatz zu Skinner sind Irrtümer bei Crowder-Programmen durchaus zulässig, der aufgetretene Denkfehler und seine Vermeidung wird aber dem Lernenden sofort aufgezeigt. Crowder-Programme beinhalten auch längere Texte und schwierigere Fragen, denn dadurch wird eine Verzweigung erst ermöglicht. Fehlerfrei arbeitende Schüler gelangen auf direktem Wege zum Ziel und brauchen nur einen Bruchteil des gesamten Programms durchzuarbeiten. Werden aber Fehler gemacht, so wird in eine „Nebenstraße“ verzweigt. Je nach Schwere des Fehlers kann man nun unterschiedlich weiterverfahren. Bei leichten Fehlern genügt es, den Denkfehler aufzuzeigen und nach Hilfestellung nochmals zur Ausgangsfrage zurückzuführen. Schwere Fehler erfordern zusätzliche, längere Unterweisungen, gewissermaßen in einem Unterprogramm, das auch dazu dienen kann, den Grund für den gemachten Fehler erst einmal aufzuspüren. Auch sind bei schweren Fehlern Rückverweisungen zu früheren Lerneinheiten möglich, nachdem vorher zusätzliche Informationen angeboten wurden.

Die Verzweigung wird erreicht, indem man eine gewisse Anzahl von Antworten anbietet (*multiple choice*) und den Lernenden eine Antwort auswählen läßt (*selected response*). Je nach gewählter Antwort erfolgt dann die Verzweigung zur entsprechenden LE, im nachstehenden Flußdiagramm durch die Zahlen markiert.



Das schwierige ist hier die Entwicklung und experimentelle Erprobung sinnvoller Auswahlantworten, denn es müssen die typischen Fehler erfaßt werden. Durch das Angebot nicht vollständiger oder fast richtiger Antworten wird der Schüler zur intensiven Mitarbeit und zur Kritik herausgefordert. Läßt man noch Antworten wie: „Meine Lösung ist nicht dabei“ zu, so darf die einzig richtige Antwort sogar fehlen, und man kann damit das

Raten der Lösung erschweren. Für den Leistungsschwächeren müssen bei schwierigeren Aufgaben noch Antworten wie: „Ich finde den Lösungsweg nicht!“ vorgesehen sein. Wird ein Lehrstoff in dieser Weise dargeboten, dann ist das so beliebte geistige Wegtreten des Schülers kaum möglich. Spätestens bei der nächsten Frage verspürt er die Folgen seiner Unaufmerksamkeit. Will der Schüler im Programm weiterkommen, so kann er dies nur durch eigene geistige Tätigkeit. Diese wird immer wieder durch ein gutes Programm aktiviert, weil Aufteilung des Lehrstoffes und gestellte Fragen so aufeinander abgestimmt sind, daß fast stets richtige Antworten, sei es direkt oder auf „Umleitungen“, gegeben werden und damit die gewünschte Verstärkung eintritt. Das dadurch vermittelte Erfolgserlebnis veranlaßt den Schüler weiterzulernen und nicht das vor der Klasse erhaltene Lob für irgendeine, vielleicht vorgesezte, Antwort. Da bei einem Programm der Lernvorgang und seine Kontrolle zu einer Einheit zusammengefaßt werden, wird der Lernerefolg meßbar, was einen weiteren Vorteil des PU darstellt. CORRELL (1) gibt als häufig erreichte Werte eine Anhebung des Lerngewinns bei programmiertem Lernen gegenüber nicht programmiertem Lernen von 4 : 1 und eine Anhebung des Behaltenseffektes von 3 : 1 an. Es lohnt sich also, programmiert zu lernen! Verkehrt wäre allerdings jetzt die Schlußfolgerung, daß nun jeder Lehrer sein eigener Programmierer sein müßte. Zu seinen zahlreichen Funktionen als Wissenschaftler, Lehrer, Beurteiler und Psychologe käme dann die Tätigkeit des Programmierers hinzu, womit er zweifellos noch mehr überfordert würde. Dem programmierten Unterricht würde durch ein mangelhaftes Programm

eher Schaden zugefügt. Nein, die Erarbeitung eines Unterrichtsprogrammes ist vielmehr ausgesprochenes teamwork, zu dem eine Reihe von Fachleuten gehören muß; mindestens der Fachlehrer, ein Programmierer und ein (Lern-)Psychologe. „Ein Programmierer, der sich in allen Fächern, die in einem Programmierungsteam vertreten sind, für zuständig hält, ist wahrscheinlich in keinem richtig kompetent“ (SKINNER und CORRELL (4)).

Bevor man an den Entwurf eines Programms geht, muß zunächst einmal Klarheit darüber bestehen, welcher Personenkreis angesprochen werden soll, und welche Vorkenntnisse vorausgesetzt werden dürfen. Weiter muß der Entwurf fortlaufend in der Praxis erprobt werden. Testauswertungen zeigen unklare Formulierungen, unzureichende Informationen oder Gedankensprünge auf und machen Programmkorrekturen erforderlich, die wiederum getestet werden müssen. Begleituntersuchungen müssen klären, ob das Lehrziel erreicht wurde (als Maß findet man in der Literatur hierfür die Forderung, daß 90% der Schüler 90% des gebotenen Stoffes beherrschen sollen), ob die verwendeten Frageschritte zu groß oder an anderen Stellen zu klein waren und schließlich noch, ob Begriffe verwendet wurden, die den Adressaten unbekannt waren. Daß hierfür sehr viel Zeit benötigt wird, ist ohne weiteres einzusehen. Auch die hohen Entwicklungskosten erklären sich hieraus, so rechnet man in den USA beispielsweise mit 4 bis maximal 25 Dollar je Frame! Trotzdem rechtfertigt der Erfolg diesen Einsatz, denn ein gutes Programm stellt einen Superlehrer zur Verfügung, der eine Vielzahl von Schülern als Privatlehrer mit einer Konzentration unterrichtet, wie sie im herkömmlichen Unterricht niemals von einem Menschen aufgebracht werden kann. Welche Programm-Mittler stehen nun zur Verfügung? Da wäre als billigste Version die Buchform zu nennen. Spätestens beim Aufschlagen eines solchen Buches merkt man, daß der Lehrstoff anders als in gewöhnlichen Lehrbüchern dargeboten wird. Für Skinner-Programme hat sich eine Halbierung oder Drittelung der Seiten bewährt, wobei die linken Seiten auf dem Kopf stehen. Jeder Seitenbruchteil enthält eine Lerneinheit, bestehend aus Lösung, der vorhergehenden Aufgabe, neuer Information und neuer Aufgabe. Mogeln, also Nachschlagen der geforderten Lösung, ist hier sehr leicht möglich, wodurch natürlich der gesamte Lernerfolg in Frage gestellt wird (Ausbleiben der Verstärkungen). An die Selbstdisziplin des Lernenden werden damit erhebliche Anforderungen gestellt. Als Beispiel für ein vorwiegend linear aufgebautes Programm sei aus dem Schwerpunktprogramm Geographie des Klett Verlags der Band „Das Tropenklima“ genannt. Es ist für die 7. und 8. Klassen des Gymnasiums gedacht, doch dürfte es auch für die Ausbildung im mittleren Wetterdienst eingesetzt werden können.

CROWDER hat für die Darstellung seiner Programme eine äußerst elegante Lösung gefunden, die „Scrambled Textbooks“. Wenn hierbei die Assoziation von scrambled eggs (Rühreier) aufkommt, so ist das gar nicht so abwegig, denn es handelt sich tatsächlich um durcheinandergeschüttelte Textbücher, offiziell als „Mischbücher“ bezeichnet. Bei diesen Büchern wird zwar die normale Folge der Seitenzahlen beibehalten, doch der in unterschiedlich große Portionen aufgeteilte Lehrstoff ist willkürlich über die Buchseiten verstreut, wobei Seitenunterteilungen in oberen (A) und unteren Abschnitt (B) außerdem noch möglich sind. Der Schüler liest z. B. auf Seite 193 A eine Information mit nachfolgender Frage. Nach Beantwortung derselben in seinem Arbeitsheft soll er zur Seite 150 B weitergehen. Hier werden ihm dann beispielsweise drei Antworten angeboten. Stimmt seine Lösung mit Antwort a überein, erfolgt Verweis zur Seite 181 B, bei Übereinstimmung mit b erfolgt Verweis nach 184 A, und falls er Lösung c erhalten hatte, geht es auf Seite 148 A weiter. Erst auf diesen Seiten erfährt er, ob seine Antwort richtig war — in diesem Falle schließt sich der nächste Lernschritt an —, oder warum sein Ergebnis falsch ist, und wie er den Fehler in Zukunft vermeiden kann. Zusätzliche Erklärungen und eventuelle Rückverweise zu nochmaligem Lösungsversuch sind möglich. Der Schüler muß also dauernd in seinem Buch wälzen, derartige Scrambled Textbooks sind somit im wahrsten Sinne des Wortes „Wälzer“! Mogeln ist bei dieser Art der Darstellung zwar immer noch möglich, doch schon etwas mühseliger als bei den linearen Programmen. Werden die Lösungen erraten, dann folgt, wenn es nicht zufälligerweise die richtige Lösung war, unweigerlich mehr Lesearbeit. Wer alle Fehlermöglichkeiten ausschöpft, muß etwa drei- bis viermal so viele Seiten durcharbeiten wie derjenige auf der „Hauptstraße“! Diese Mühe kann durch Selbsttätigkeit vermieden werden.

Bei der Darstellung des PU sind natürlich auch Kombinationen von linearen und verzweigten Programmen möglich. Gleichgültig welche Programmierungsform gewählt wird, immer können diese Programme auch auf Mikro-Schmal- oder Normalfilm übertragen werden, und damit ist der erste Schritt zur Lernmaschine getan. Die einzelnen Bilder, bis zu 10 000 auf einer Filmspule, werden durch einen elektronisch gesteuerten Projektor auf

einen Bildschirm geworfen, neben dem sich die Antwortknöpfe a, b, c, d und ein Knopf zur Wiederholung befinden. Der Schüler gibt durch Knopfdruck seine Antwort an, und die Elektronik steuert in kürzester Frist die entsprechende Programmseite auf den Bildschirm. Mogeln ist hier nicht mehr möglich, denn der Schüler muß sich ja für eine Antwort entscheiden, er kann nicht vorblättern wie in einem Buche. Damit werden die eingesetzten Verstärkungen voll wirksam, das Programm wird besser ausgenutzt. Bekanntgeworden sind die von einer US-Firma entwickelten Geräte unter der allgemeinen Bezeichnung Auto-Tutor. Das Gerät registriert gleichzeitig die Fehler und kann in einer Sonderausführung aus dieser Zahl und der zur Beantwortung benötigten Zeit eine Zensur errechnen. Letzteres ist allerdings bereits ein Verstoß gegen das Prinzip des PU, denn mit seiner Hilfe soll doch der Schüler gerade ohne Zeitdruck und ohne Angst vor schlechten Noten lernen. Eine Beurteilung der Leistungen darf erst in einem am Ende des Programms stehenden Test mit standardisierten Aufgaben, die nach Schwierigkeitsgrad und Trennschärfe sorgfältig ausgewählt und erprobt wurden, erfolgen. Seminare und Übungen im Anschluß an den Lernprozeß ergeben eine weitere Beurteilungsmöglichkeit. Hier liegt beim PU die eigentliche Aufgabe des Lehrers, der durch die Programme oder Lehrmaschinen keinesfalls überflüssig geworden ist.

Bedingt durch den technischen Aufwand sind diese Lernmittel natürlich teurer als die entsprechende Buchform, und man möchte sie dann auch optimal nutzen. Bekanntlich wird sehr viel intensiver gelernt, wenn man liest und hört und sich dabei gleichzeitig manuell betätigt, auch wenn es nur durch einen Knopfdruck geschieht, besser natürlich, wenn Schreiben oder Nachsprechen hinzukommen. Bei diesen audiovisuellen Geräten können neben Standbildern auch noch kurze Filmszenen eingeschoben werden, um Experimente oder Vorgänge darzustellen oder durch Trickfilme einsichtiger zu gestalten. Ob man hierbei mit Zelluloidfilmen oder mit Magnetbandaufzeichnungen und einem entsprechenden Fernsehgerät, farbig oder schwarzweiß, arbeitet, ist eigentlich nur noch eine Frage der Kosten, und diese sind enorm.

Die Firma BASF bietet bereits ein komplettes System zur Selbsterstellung von audiovisuellen Programmen mit allen dazugehörigen Geräten und

dem Lehrgerät unter der Bezeichnung „BASF-System 5000“ an und führt in Seminaren Interessenten in die „Anwendungstechnik“ ein. Das Institut für Video Informationssysteme (VIS) hat ein Fernsehkassettensystem herausgebracht, das sich an der Prüfungsordnung für die externe Staatliche Ingenieur-Prüfung orientiert. Es werden hier z. B. Kurse für Mathematik, Nachrichtentechnik, elektronische Rechenanlagen und Datenverarbeitung, Meß- und Regeltechnik usw. zur Miete angeboten. Bei einer Vertragsdauer von einem Jahr beträgt die Miete monatlich 2560 DM (bei zwei Jahren 1930 DM pro Monat) und berechtigt zur Entleihe von jeweils einem Kurs mit dem Recht, diesen jederzeit und beliebig oft gegen einen anderen Kurs im gleichen VIS-Programm ohne Mehrkosten umzutauschen. Außerdem werden dafür ein Video-Magnetbandgerät, ein Fernsehmonitor und ein Satz schriftliches Begleitmaterial zur Verfügung gestellt. Jeder Kurs besteht aus etwa 15 Lektionen zu je 8–12 Minuten Spielzeit. Setzt man für das Durcharbeiten einer Lektion je Schüler im Mittel 30 Minuten an, dann könnten also rund 16 Schüler pro Arbeitstag nacheinander mit der Maschine arbeiten, und ein kompletter Kurs benötigte ca. 15 Tage; das gesamte von VIS angebotene Mathematikprogramm mit seinen 4 Kursen wäre in 60 Tagen bearbeitet, was bei dem gebotenen Stoffumfang neben den sonstigen Vorteilen des PU einen erheblichen Zeitgewinn bedeuten würde. Die jeweils nicht mit der Maschine beschäftigten Schüler könnten normalen Unterricht in anderen Fächern erhalten, bzw. den erlernten Stoff in Übungen und Seminaren unter Anleitung des Lehrers vertiefen und ausweiten. Die ideale Lösung würde der parallele Einsatz mehrerer Geräte mit unterschiedlichen Programmen ergeben, für die entweder auf bereits vorhandene Programme zurückgegriffen werden könnte oder, wie im Bereich der Meteorologie, erst Programme geschaffen werden müßten. Es gibt bereits zahlreiche Institutionen, die ihren Stab von Diktatoren, Programmierern und Drehbuchautoren zur Verfügung stellen und in Verbindung mit dem jeweiligen Fachmann in ihren Film- und Graphikateliers spezielle betriebsorientierte Programme erarbeiten, z. B. VIS und BASF. Vor diesem Schritt sollten jedoch erst einmal Erfahrungen mit bereits vorhandenen Programmen gesammelt werden.

Obwohl der PU erst seit etwa 10 Jahren in der Bundesrepublik Fuß gefaßt

hat, gibt es nach Schätzungen von CORRELL (1) zur Zeit bereits ca. 3000 Programme auf dem deutschen Markt, von denen einige im DWD eingesetzt werden könnten. So wäre es möglich, eine größere Zahl von Exemplaren des TT-Programms Trigonometrie, E. Klett Verlag an der Wetterdienstschule für die Ausbildung der RIA einzusetzen, obwohl der hierin gebotene Stoff bis zum Sinus- und Kosinus-Satz eigentlich bekannt sein sollte. TT steht hier für Tutor Text, wobei Tutor wörtlich als Hauslehrer aufzufassen ist. Es handelt sich hier um ein jahrelang erprobtes Crowder-Programm, das in einem Scrambled Textbook angeboten wird, und welches vorzüglich für das Auffüllen von Wissenslücken im Selbststudium geeignet ist. Speziell für die Zulassung zu Aufstiegslehrgängen könnte die Durcharbeitung einiger in der allgemeinen Schulpraxis eingesetzter und bewährter Programme aus den Gebieten der Mathematik, Physik und Geographie zur Pflicht gemacht und durch Normtests die erworbenen Kenntnisse überprüft werden. Damit würde die Arbeit der Zulassungskommission vereinfacht, die Zulassung gerechter und eine einheitliche Ausgangsbasis für die weitere Ausbildung an der Wetterdienstschule geschaffen. Die entsprechenden Programme könnten beispielsweise die Bewerber von der Bibliothek ausleihen und zusammen mit den von ihnen zu führenden Arbeitsheften (Kontrolle) zurücksenden. Bei Eintragung von Lösungen im Buch selbst müßte der Entleiher allerdings das Buch ersetzen, denn für eine weitere Ausleihe wäre es dadurch wertlos geworden.

Auf derselben Basis wäre es möglich, das leidige Fortbildungsproblem in Angriff zu nehmen. Hierzu müßten selbstverständlich erst einmal wetterdienstseigene Programme durch ein geeignetes Programmierungsteam geschaffen und an der Wetterdienstschule im praktischen Einsatz erprobt und verbessert werden. Danach könnten diese Programme in Form von Lehrbriefen an Interessenten verschickt werden. Die Weiterbildung könnte damit am Arbeitsplatz mit all den damit verbundenen dienstlichen und finanziellen Vorteilen erfolgen. PU in Buchform stellt zwar noch nicht die optimale Lösung dar, doch immerhin eine. Die audiovisuelle Form der Darbietung dürfte bei dem hohen Kostenaufwand und dem relativ kleinen angesprochenen Personenkreis kaum realisierbar sein.

Dies gilt erst recht für die Idealform des computergesteuerten PU, mit Da-

tensichtgerät und Fernschreibmaschine am Arbeitsplatz und der Verbindung zu einer zentral installierten Großrechenanlage. Zur Zeit steht hier der Wirkungsgrad in keinem angemessenen Verhältnis zu den Kosten.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß der PU zur Ersteinführung eines Lehrstoffes, zur Wiederholung und zum Nachhilfeunterricht vorzüglich geeignet ist und damit an Schulen und Hochschulen beste Erfahrungen gemacht wurden. P. KOMOSKI, Direktor des „Center of Programmed Instruction“ in New York, kennzeichnet den PU folgendermaßen: „Der Verfasser eines klassischen Lehrbuchs sagt: »Hier habe ich alles aufgeschrieben, was ich weiß. Wenn Du es nicht verstehst, dann bist Du dumm.« Der Verfasser eines Lehrprogramms muß dagegen sagen: »Hier steht alles geschrieben, was Du lernen sollst. Wenn Du es nicht verstehst, dann bin ich dumm.«“

Literatur:

- (1) W. CORRELL: „Optimale Förderung durch Programmierbares Lernen“, Aspekte, April 1972
- (2) W. SCHRAMM: „Programmierter Unterricht heute und morgen“, Berlin, Cornelsen 1963
- (3) W. FUCHS: „Knaurs Buch vom neuen Lernen“, Droemersch Verlaganstalt Th. Knaur Nachf., München/Zürich 1969
- (4) B. F. SKINNER und W. CORRELL: „Denken und Lernen. Beiträge der Lernforschung zur Methodik des Unterrichts“, Braunschweig, Westermann 1967

J. TAUSCHER, Neustadt/Weinstr.

### 1. Diskussionsbeitrag

Der Bericht von J. TAUSCHER über die Probleme des programmierten Unterrichts gibt einen vorzüglichen Überblick über die Methoden und Anwendungsmöglichkeiten des PU. Man vermißt nur praktische Beispiele u. a. aus dem „Tropenklima“ des Klett-Verlages und aus den audiovisuellen BASF-Systemen.

Über die praktische Einführung des PU gibt es unterschiedliche Beurteilungen. Bei der Industrie und bei der US-Army scheint sich der PU bewährt zu haben, weil er durch Aufsichtspersonen überwacht oder durch 8–14tägige Kurse zusammengefaßt und ergänzt wird. Bei der Einführung in den Gymnasien ergeben sich aber erhebliche Schwierigkeiten bei der Einführung eines Lehr-

stoffes. Bei Wiederholungen und für den Nachhilfeunterricht sind dagegen bessere Ergebnisse erzielt worden. Allgemein wird über zu wenig Übungsaufgaben geklagt. In dem planmäßigen Unterricht bringt die zeitliche Koordination der Lehrprogramme für jeden einzelnen Schüler in größeren Klassen gewisse Schwierigkeiten. Lehrprogramme für die Ersteinführung eines Lehrstoffes werden sowohl von den Schulen als auch zur Weiterbildung z. B. von der Industrie nur mit begleitendem Lehrunterricht oder begleitendem Lehrbuch für zweckmäßig gehalten, letzteres wird besonders von Akademikern gewünscht.

Für die Fortbildung des meteorologischen oder geophysikalischen Fachpersonals im Schichtdienst erscheint der PU (z. B. EDV) mit begleitendem Unterricht in etwa 14tägigen Kursen an den beiden Schulen dienstlich möglich und technisch durchführbar. Dazu ist aber ein Programmerteam erforderlich, das sich nicht nur aus Fachlehrern und Programmier-Experten, sondern auch aus Schülern verschiedener Ausbildungsstufen zusammensetzt. Die ausgearbeiteten Programme sollten aber erst gedruckt werden, wenn sie in der Praxis an den beiden Fachschulen genügend erprobt wurden.

Beispiel für PU in der Meteorologie: O. GASSER: Versuch eines programmierten Unterrichtes über De- und Regeneration von Fronten. Fachliche Mitteilungen des GeophysBDBw Nr. 149, Mai 1970, S. 19 (Seidel-Heft).

O. GASSER, Lechfeld

## 2. Diskussionsbeitrag

### Vorbemerkung

Für einen optimalen Unterricht werden als notwendige Voraussetzungen angesehen:

- kleine Klassenstärke
- gründliche Unterrichtsvorbereitung
- talentierter Lehrer

Diese Forderungen konnten sich nie realisieren lassen.

Eine Veränderung der Situation scheint sich jedoch heute durch den programmierten Unterricht (PU) anzubahnen.

### Was ist PU?

Der Vergleich einer PU-Lektion mit einer Unterrichtsstunde herkömmlicher Art zeigt, daß in der PU-Lektion — abgesehen von der Wiederholbarkeit und der Technik der Informations-Übermittlung —

- der Lehrstoff durch die Art der Aufbereitung zwangsläufig deutlicher gegliedert wird,

- nur begründete Fakten und keine Meinungen geboten werden,
- das Stoffangebot objektiv und damit einheitlich wird,
- der Lehrstoff in betont schlichter Diktion durch Merksätze und knappe Erläuterungen dargestellt wird,
- häufige Fragen zum Lehrstoff das Verständnis fördern,
- der Lehrstoff von Ballast befreit wird und
- die bildlichen Darstellungen durch ihre außergewöhnliche Qualität einen besonders hohen Lerneffekt zeitigen.

### Arbeitsaufwand

Für 30-Minuten-Sendungen des Telekollegs der Fernsehanstalten werden rund 150 Vorbereitungsstunden benötigt. Ähnliche Werte werden auch für computerunterstützten Unterricht angegeben. Dieser Aufwand ist für eine einzelne Schule aus wirtschaftlichen Gründen nicht realisierbar.

Im kommerziellen Bereich brauchen jedoch diese Kosten nicht gescheut zu werden. Die Ausgaben amortisieren sich durch den ausreichend großen Interessentenkreis.

### Ergebnisse

Der so bis ins Detail vorbereitete Ablauf eines Unterrichtsabschnittes stellt optimalen Unterricht dar. Auf kommerziellem Umweg und mit konzentriertem Einsatz eines hochwertigen Mitarbeiter-teams wird somit die aus Zeitmangel stets unzureichende Unterrichtsvorbereitung und das im Einzelfall möglicherweise fehlende didaktische Talent kompensiert.

### Praktische Folgerungen

PU für geophysikalisch/meteorologische Themen wäre besonders im Interesse einer einheitlichen, vom Lehrer

unabhängigen, Stoffdarbietung wünschenswert. J. TAUSCHER weist jedoch sehr deutlich auf den enormen Aufwand bei der Programmerstellung und auf das Mißverhältnis zwischen den aufzubereitenden Unterrichtsstunden, der geringen Schülerzahl und der Lebenserwartung des Unterrichtsstoffes sowie auf die Notwendigkeit der Erprobung hin.

Dazu ein Zahlenbeispiel:

Zur Aufbereitung in PU-Lektionen scheinen sich bei der Schule für Wehr-Geophysik ca. 1800 Unterrichtsstunden der Lehrgänge (M, G, H) zu eignen.

Die Lebenserwartung ist bei vielen meteorologischen und betrieblichen Stoffgebieten geringer als 4 Jahre, während andere längerfristig sind. Es soll deshalb mit einem durchschnittlichen Wert von 6 Jahren gerechnet werden.

Wenn man ansetzt, daß der Stoffumfang einer Unterrichtsstunde dem Inhalt einer PU-Lektion entspricht, wären jährlich laufend

$$1800 : 6 = 300 \text{ PU-Lektionen}$$

zu erstellen.

Unter der (etwas irrealen) Voraussetzung, daß ein den jeweiligen Lehrstoff konkret darstellendes Lehrbuch vorhanden ist, und bei einer Vorbereitungszeit von 150 Arbeitsstunden pro Lektion, wäre für die jährlich neu zu erstellenden Stunden ein Arbeitsaufwand von

$$300 \times 150 = 45000 \text{ Stunden}$$

erforderlich.

Bei einer jährlichen Arbeitszeit von rund 1600 Arbeitsstunden pro Person müßte ein ständiges Arbeitsteam von 38 Personen tätig werden.

Dieses wäre der (volkswirtschaftlich vertretbare?) Aufwand für eine markante Leistungssteigerung.

H.-D. KREBS, Fürstenfeldbruck

## Neuigkeiten

### VI. Internationale Tagung für Karpatenmeteorologie

Vorgesehen sind 6 Tage im September 1973 in Kiew mit folgenden Themen-gruppen:

- a) Physik der Atmosphäre in den Gebirgsgegenden
- b) Einfluß der Karpaten auf die Entwicklung der synoptischen Prozesse und Erscheinungen
- c) Klimatologie der Karpaten

Arbeitsprachen sind Russisch, Deutsch und Französisch. Bis zum 1. 3. 1973 werden erbeten an: „Ukrainische SSR, Stadt Kiew 28, Prospekt der Wissenschaft 105 Ukrainisches Hydrometeorologisches Forschungsinstitut“ Anmeldung von Vorträgen, Namen der Vortragenden, Namen aller Teilnehmer, Vortragstext in einer der Arbeitssprachen und Zusammenfassung in den beiden anderen Sprachen.

## **Symposium on the Atmospheric Boundary Layer**

Der Verband Deutscher Meteorologischer Gesellschaften lädt zu dieser Tagung für den 10. und 11. Oktober 1973 nach Mainz ein. Tagungssprache: Englisch. Themengruppen:

1. Observed characteristics of the atmospheric boundary layer
2. Models of the stationary and horizontally homogeneous atmospheric boundary layer
3. Models of the instationary and/or horizontally inhomogeneous atmospheric boundary layer
4. Parameterization of boundary layer effects

Interessenten wenden sich bis 15. 2. 73 an Dr. Franz Fiedler, Institut für Meteorologie Universität Mainz, Postfach 3980, 65 Mainz. Vortragsankündigungen mit kurzer Zusammenfassung werden bis 30. 6. 73 erwartet.

## **8. Internationale Konferenz über Kondensations- und Gefrierkerne**

23.—29. September 1973 in Leningrad Kontaktstelle in Deutschland: Prof. Dr. H. W. Georgii, Inst. f. Meteor. u. Geophysik, 6 Frankfurt (Main), Feldbergstr. 47.

Themen der Konferenz:

Die Konferenz wird sich hauptsächlich mit Mechanismen der Eisbildung befassen. Kondensationsvorgänge werden mit behandelt, soweit sie zum Verständnis der Eisbildung nötig sind, z. B. Kapillarkondensation, Rolle der Wolkenkerne und Übersättigung in Wolken. Besonders sollen die folgenden Mechanismen der Eisbildung erörtert werden: Eisbildung von der Gasphase durch Depositionskerne, Eisbildung von flüssigem Wasser durch Gefrierkerne sowohl durch Kontakt als auch Immersion, homogene Eisbildung von unterkühltem Wasser und Eisbildung von dünnen Wasserfilmen (solche Filme können sowohl während des Kondensationsvorganges als auch während der Verdunstung an einem Eiskeim auftreten), Mechanismen bei Epitaxie, Klusterbildung, die Rolle von oberflächenaktiven Stoffen und Polymerisation von Wasser sollten nur diskutiert werden, wenn sie zum Verständnis der Eisbildung auf verschiedenartigen Oberflächen — kristalline oder amorph, hydrophil oder hydrophob — und an

Gasen nötig sind. Beiträge über verschiedene Mechanismen in natürlichen Wolken sind erwünscht. Ergebnisse von Eiskeim-Messungen.

## **Prognoseturnier 1973/74**

Im kommenden Wintersemester, d. h. in der Zeit von Anfang November 1973 bis Ende Januar 1974 soll wieder ein Prognoseturnier stattfinden. Es wird veranstaltet vom Verband Deutscher Meteorologischer Gesellschaften und durchgeführt vom Institut für Meteorologie, Zentraleinrichtung 2 der Freien Universität Berlin. Vorherzusagen ist im Prinzip das Obs für Berlin-Tempelhof (10 384) für den 12 GMT-Termin des Folgetages. Weitere Einzelheiten über Teilnahmebedingungen, Prognosebewertung und Bekanntgabe der Ergebnisse werden im Juni 1973 mitgeteilt.

## **Neuer Vertreter der IAMAP**

Der Verband Deutscher Meteorologischer Gesellschaften als die wissenschaftliche Vereinigung auf dem Gebiet der Meteorologie in der Bundesrepublik hat Herrn Prof. Dr. H. W. Georgii, Frankfurt (Main), zum Vertreter der IAMAP benannt. Die IAMAP (= International Association for Meteorology and Atmospheric Physics) ist eine der sieben Assoziationen der IUGG (= International Union for Geodesy and Geophysics). Bisheriger Vertreter der IAMAP war Herr Prof. Dr. K. Brocks, Hamburg, der im Frühsommer des vergangenen Jahres verstorben ist. Als Stellvertreter fungiert weiterhin Herr Prof. Dr. Chr. Junge, Mainz. Alle Kollegen, die sich zur Teilnahme an der 1st Special Assembly der IAMAP im Januar 1974 in Melbourne, Australien, anmelden oder bereits angemeldet haben, werden gebeten, den neuen IAMAP-Vertreter hiervon zu unterrichten.

## **Verleihung der Rossby-Medaille 1973**

Die American Meteorological Society verlieh die „Carl-Gustaf-Rossby-Medail“ für das Jahr 1973 an Prof. Dr. Junge vom Max-Planck-Institut für Chemie in Mainz „for his productive investigations and international leadership in the study of atmospheric aerosols and atmospheric chemistry that have increased our knowledge of the

stratospheric sulphate layer, the background tropospheric aerosol, the intricacies of marine aerosol distribution, and other topics important to the chemical budgets of the atmosphere“.

## **Tagungsankündigung**

Der Verband Deutscher Meteorologischer Gesellschaften veranstaltet vom 27. bis 29. März 1974 in Bad Homburg v.d.H. die

Meteorologentagung 1974

Der Programmausschuß hat folgende Themen festgelegt (in Klammern die beauftragten Sitzungsleiter):

1. GARP: Zielsetzungen und Planungen des Global Atmospheric Research Program (Prof. Hinzpeter, Mainz)
2. Anthropogene Beeinflussung der Atmosphäre (Prof. Baumgartner, München)
3. Probleme der numerischen Kurz- und Mittelfristvorhersage (Prof. Fischer, Hamburg)
4. Objektivierung der Lokalvorhersage (Prof. Malberg, Berlin).

Jede Sitzung wird mit einem Übersichtsvortrag eingeleitet. Zum 4. Thema ist eine Podiumsdiskussion vorgesehen.

Einzelanmeldungen mit Vordrucken für Vortragsanmeldungen werden demnächst allen Mitgliedern der Meteorologischen Gesellschaften und sonstigen Interessenten übersandt.

## **DDR und WMO**

Am 12. 1. 1973 stellte der ständige Beobachter der DDR bei den Vereinten Nationen in Genf, Zachmann, einen offiziellen Antrag auf Mitgliedschaft der DDR in der WMO beim Generalsekretär der WMO. Dieser unternahm anschließend alle erforderlichen Schritte, um die Entscheidung der WMO-Mitglieder nach den Richtlinien dieser Organisation schriftlich einzuholen. (Press Release WMO/No. 280)

---

## **Definition**

Ein Modell ist die Zwangsjacke, in welche der Naturwissenschaftler die ihm unverständlichen Erscheinungen preßt.

---

### **Berichtigung**

Im Heft 4/72 ist auf Seite 12 die 7. Zeile von unten in der rechten Spalte zu streichen und zu ersetzen durch: Wolkenphysik nur von untergeordneter Bedeutung.

### **Anschriften der Autoren**

- Dr. W. Buschner  
Deutscher Wetterdienst, Zentralamt  
605 Offenbach a. M., Frankfurter Straße 135
- Dr. W. Edelmann  
Deutscher Wetterdienst, Zentralamt  
605 Offenbach a. M., Frankfurter Straße 135
- Prof. Dr. K. Hinkelmann  
Meteorologisches Institut der Universität  
65 Mainz, Anselm-F.-von-Bentzel-Weg 12
- Dr. G. Korb  
Meteorologisches Institut der Universität  
65 Mainz, Anselm-F.-von-Bentzel-Weg 12
- Dr. H. Reiser  
Deutscher Wetterdienst, Zentralamt  
605 Offenbach a. M., Frankfurter Straße 135
- Dr. M. Tiedtke  
Deutscher Wetterdienst, Zentralamt  
605 Offenbach a. M., Frankfurter Straße 135

---

### **Manuskriptsendungen werden erbeten an**

Hauptschriftleitung „promet“  
Herrn Dipl.-Ing. A. Hofmann  
6380 Bad Homburg  
Theodor-Storm-Str. 35  
oder  
Deutscher Wetterdienst  
— Zentralamt —  
6050 Offenbach (Main)  
Frankfurter Straße 135