

LEITFÄDEN FÜR DIE AUSBILDUNG
IM DEUTSCHEN WETTERDIENST

NR. 1

Allgemeine Meteorologie

2. erweiterte Auflage

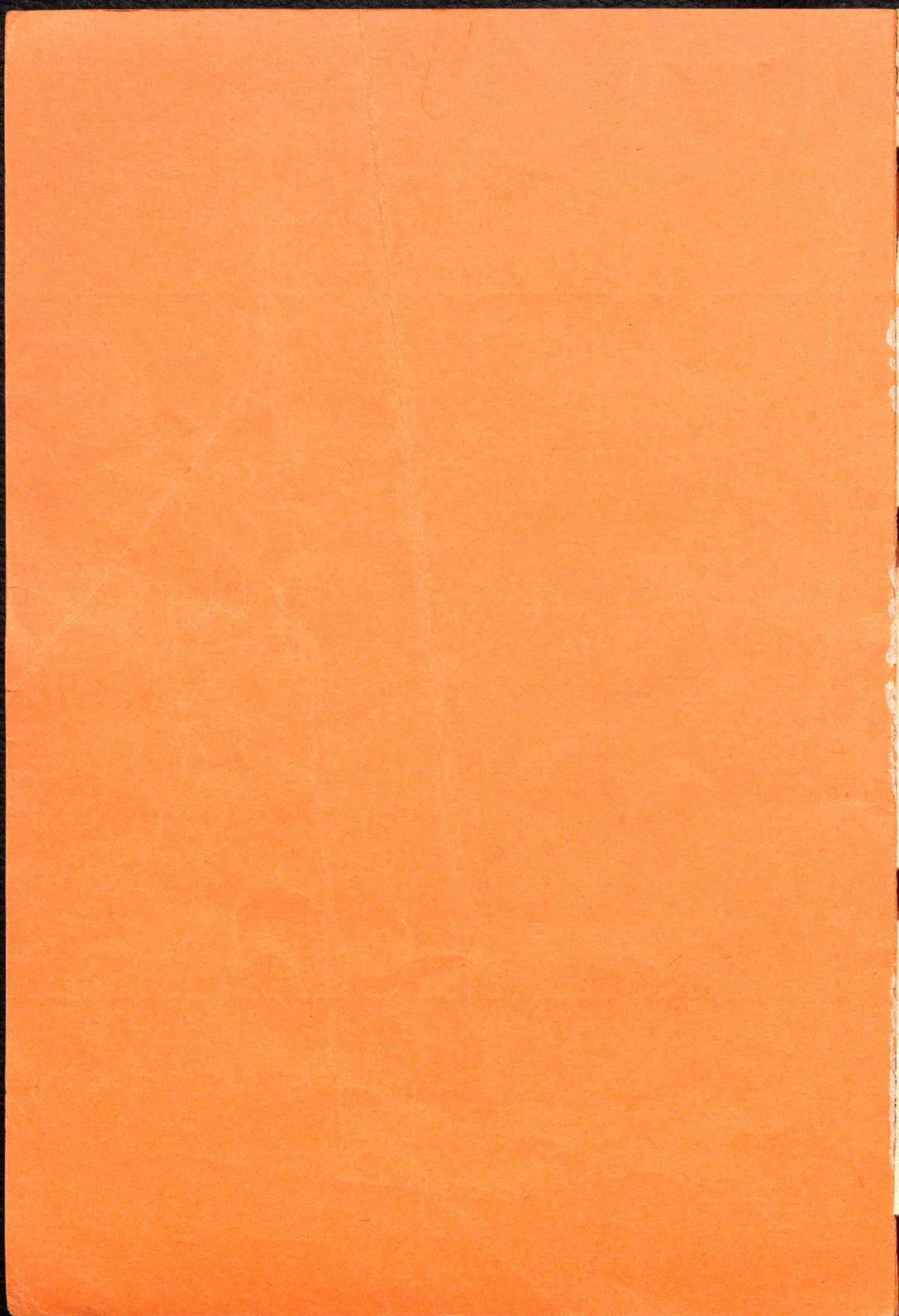
Bearbeitet von

Paul Bohr, Paul Hess, Theodor Meissner und Carl Pflugbeil

Offenbach am Main 1971

Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes

I 8 20



LEITFÄDEN FÜR DIE AUSBILDUNG
IM DEUTSCHEN WETTERDIENST

NR. 1

Allgemeine Meteorologie

2. erweiterte Auflage

Bearbeitet von

Paul Bohr, Paul Hess, Theodor Meissner und Carl Pflugbeil

Offenbach am Main 1971

Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes

I 925



Y. 1447

Inhalt

	Seite
Einleitung	5
1. Die Sonne	5
1.1. Aufbau der Sonne	5
1.2. Der Strahlungsstrom von der Sonne zur Erde	6
1.3. Sonnenwind und Magnetosphäre der Erde	6
2. Die Erde	7
2.1. Gestalt, Größenverhältnisse und physikalische Daten der Erde	7
2.2. Die Bewegungen der Erde im Raum	8
2.2.1. Die Erde als Satellit der Sonne	8
2.2.2. Die Erde als Kreisel	9
2.2.3. Erdbewegung und Beleuchtung durch die Sonne	10
2.3. Anziehungskraft der Erde und Atmosphäre	10
3. Zusammensetzung und Aufbau der Atmosphäre	11
3.1. Chemische Zusammensetzung der Atmosphäre	11
3.2. Thermischer Aufbau der Atmosphäre	12
3.3. Elektrischer Aufbau der Atmosphäre	15
3.4. Die Masse der Erdatmosphäre	15
3.5. Theoretische Atmosphären	15
4. Wärmehaushalt und Temperatur	16
4.1. Wärmehaushalt	16
4.2. Temperatur	17
5. Luftdruck	18
5.1. Definition des Luftdruckes	18
5.2. Einheiten des Luftdruckes	18
5.3. Isobaren und Druckgebilde	18
5.4. Druckänderung und Isallobaren	19
5.5. Täglicher Gang des Luftdruckes	19
5.6. Druckänderung mit der Höhe	20
5.6.1. Die statische Grundgleichung	20
5.6.2. Die barometrische Höhenformel	20
5.6.3. Das Geopotential und geopotentielle Meter	21
5.7. Topographien der Druckflächen	22
5.8. Die Standardatmosphäre	23
6. Der Wind	23
6.1. Kräfte bei horizontaler Luftbewegung	23
6.1.1. Die Druckgradientkraft	24
6.1.2. Die Corioliskraft	24
6.1.3. Die Zentrifugalkraft	24
6.1.4. Die Reibungskraft	25
6.2. Der geostrophische Wind	25
6.3. Der Gradientwind	28
6.4. Der Reibungswind	28
6.5. Beschleunigte Luftbewegung und ageostrophischer Wind	30
6.6. Einfluß von Krümmungsänderungen auf den Wind	32
6.7. Der isallobarische Wind	32
6.8. Vertikale Windverteilung	33
6.8.1. Thermischer Wind oder Scherwind	33
6.8.2. Zusammenhang zwischen horizontalem Temperaturgradienten und vertikaler Windscherung	34
6.8.3. Vertikale Windänderung und Advektion	35
6.9. Lokale Winde	35
6.10. Besonders markante Winde	37
7. Der Wasserdampf in der Atmosphäre	37
7.1. Wasserdampfverteilung, Quellen und Senken	37
7.2. Meßgrößen des Wasserdampfes	37
8. Aerologie	39
8.1. Einführung	39
8.2. Das thermodynamische Diagrammpapier (STÜVE-Papier)	39
8.2.1. Die Trockenadiabaten	39
8.2.2. Die Linien gleichen Sättigungs-Mischungsverhältnisses	40
8.2.3. Hebungs- und Konvektions-Kondensationsniveau	41
8.2.4. Die Feuchtadiabaten	42
8.2.5. Die potentielle und pseudopotientielle Temperatur	42
8.2.6. Die virtuelle Temperatur	43
8.2.7. Hilfsdiagramme	43
8.2.8. Formelzeichen und Erläuterungen zum thermodynamischen Diagrammpapier (STÜVE)	44
8.3. Die Berechnung der Druckhöhenkurve im thermodynamischen Diagrammpapier	44
8.4. Die Bestimmung der Stabilitäts- und Labilitäts- sowie der Auslöseenergie	46
8.4.1. Stabilität und Labilität	46
8.4.2. Auslöseenergie	47

	Seite
9. Das Wasser in der Atmosphäre	48
9.1. Kreislauf des Wassers	48
9.2. Zustandsformen und Besonderheiten des Wassers	49
9.3. Die Wolken	50
9.3.1. Definition	50
9.3.2. Die Wolkenelemente	50
9.3.3. Die Wolkenformen	52
9.3.4. Wolkenklassifikation	54
9.3.5. Beschreibung der einzelnen Wolkengattungen (mit Arten, Unterarten usw.)	56
9.3.6. Wolkenbildung durch besondere Vorgänge	63
9.3.7. Wolkenauflösungsprozesse	65
9.4. Die Niederschläge	66
9.4.1. Fallende Niederschläge	66
9.4.2. Abgesetzte Niederschläge	69
9.4.3. Abgelagerte Niederschläge	70
9.4.4. Von der Erdoberfläche aufgewirbelte Niederschläge	71
10. Die Großzirkulation der Erde	71
10.1. Der Grundzustand	71
10.2. Die Westdrift der gemäßigten Breiten	75
10.3. Die Idealzyklone (nach V. Bjerknes)	77
10.4. Wolken- und Wettererscheinungen an Fronten	79
10.4.1. Warmfront	79
10.4.2. Kaltfront	80
10.4.3. Okklusion	83
10.5. Frontunabhängige Schlechtwettergebiete	84
10.5.1. Orographische Schlechtwettergebiete	84
10.5.2. Zyklonale Strömungsgebiete	85
10.5.3. Die Konvergenzlinie	85
10.5.4. Labilitätszonen	86
10.5.5. Kaltlufttropfen	86
10.6. Das Hochdruckgebiet	88
10.6.1. Kalte Hochdruckgebiete	88
10.6.2. Warme Hochdruckgebiete	88
10.7. Die Luftmassenklassifikation (nach Scherhag)	89
10.8. Besondere Wettererscheinungen	90
10.8.1. Gewitter	90
10.8.2. Trombe und Tornado	92
10.8.3. Tropische Wirbelstürme	93
Literaturhinweise	98
Anhang	99

Anschriften der Bearbeiter:

P. Bohr, Deutscher Wetterdienst — Wetterdienstschule, 673 Neustadt/W.,
Villenstr. 15,

Dr. P. Hess, Deutscher Wetterdienst — Zentralamt, 605 Offenbach,
Frankfurter Str. 135,

Dr. Th. Meissner, Deutscher Wetterdienst — Wetterdienstschule, 673 Neustadt/W.,
Villenstr. 15,

Dr. C. Pflugbeil, Deutscher Wetterdienst — Seewetteramt, 2 Hamburg 4,
Bernhard-Nocht-Str. 76.

Vorwort zur 2. Auflage

Die 1966 erschienene erste Auflage des Leitfadens „Allgemeine Meteorologie“ hat sich als Unterrichtshilfsmittel so bewährt, daß sie in wenigen Jahren vergriffen war.

Die zweite Auflage berücksichtigt die vor allem beim Unterricht an der Wetterdienstschule gesammelten Erfahrungen, die es zweckmäßig erscheinen ließen, den Leitfaden wesentlich zu erweitern.

Neu aufgenommen wurden die Abschnitte „Die Sonne“ und „Die Erde“, die wichtige und notwendige physikalische Kenntnisse zum Verständnis der meteorologischen Abschnitte vermitteln sollen. Damit der Leitfaden möglichst allen Nachwuchskräften, also auch den künftigen Wetterberatern und Meteorologen, von Nutzen sein kann, mußten mehrere Abschnitte völlig neu bearbeitet werden. Der Abschnitt „Die Großzirkulation der Erde“ wurde außerdem durch den Unterabschnitt „Tropische Wirbelstürme“ ergänzt, den Dr. Carl Pflugbeil verfaßt hat.

Einleitung

Unter **Meteorologie** versteht man die Lehre von den physikalischen Erscheinungen der Erdatmosphäre. Sie ist ein Teilgebiet der Geophysik, die außerdem die Physik des festen Erdkörpers (Erdphysik) und der flüssigen Erdoberfläche (Hydrologie, Ozeanographie) umfaßt.

Zur Meteorologie gehören als wichtige Teilgebiete im praktischen Wetterdienst die Klimatologie, die Synoptische Meteorologie und die Aerologie.

Die **Klimatologie** ist die Lehre von den mittleren Zuständen in der Atmosphäre und dem durchschnittlichen Verlauf der Witterung über einem größeren oder kleineren Gebiet. Der Beginn der wissenschaftlichen Klimatologie geht auf das Ende des 18. Jahrhunderts zurück. Aus ihr hat sich die Bioklimatologie (Agrar- und Medizinmeteorologie) entwickelt.

Die **Synoptische Meteorologie** wertet meteorologische Gesetze und Erfahrungsregeln für die Wettervorhersage aus. Dieses Teilgebiet der Meteorologie entstand in der Mitte des 19. Jahrhunderts, als es durch die Erfindung des Telegraphen gelang, Wettermeldungen rasch zu sammeln und auszutauschen.

Die **Aerologie** ist die Physik der freien Atmosphäre. Sie war an die Entwicklung einwandfreier Meßmethoden für Luftdruck, Temperatur und Feuchte in der Höhe geknüpft und kam mit dem Ende des 19. bzw. Anfang des 20. Jahrhunderts auf. Sie ist heute eine der wichtigsten Grundlagen der Synoptischen Meteorologie.

In den Abschnitten 1 und 2 dieses Leitfadens werden die für das Studium der „Allgemeinen Meteorologie“ notwendigen Kenntnisse über die **Sonne** und **Erde** vermittelt.

1. Die Sonne

Als die ersten Mondfahrer die Öde des Mondes und des Weltraumes kennenlernten, waren sie voll des Lobes über unseren smaragdgrün leuchtenden Mutterplaneten „Erde“. Ein Großteil dieses Lobes gebührt der Sonne, dem Zentralgestirn unseres Planetensystems. Ihr gewaltiger Energiestrom treibt alle Vorgänge in der Atmosphäre an, sorgt für den dauernden Kreislauf des Wassers auf der Erde und ist auf direktem und indirektem Wege die Energiequelle allen Lebens. Weil die Son-

ne der Motor der Wärmekraftmaschine „Atmosphäre“ ist, soll ihr das erste Kapitel gewidmet sein.

1.1. Aufbau der Sonne

Die Sonne ist ein riesiger Gaskörper mit einem Durchmesser von 1 400 000 km (109 Erddurchmesser) und einer Masse von 331 950 Erdmassen. Auf Grund dieser Riesensonne, die 99,86% unseres gesamten Sonnensystems ausmacht, ist ihre Gravitationskraft an der Oberfläche 27,9mal so groß wie die der Erde. Diese Gravitationskraft wirkt als Zentripetalkraft zum Sonnenzentrum hin und zwingt die Erde und die übrigen Planeten auf elliptische Umlaufbahnen.

Sonneninneres

Im Sonneninneren herrschen wegen der enormen Gravitationskraft der Sonne Drucke von über 200 Milliarden Atmosphären und so hohe Temperaturen, daß eine Fusion von Wasserstoffkernen zu Heliumkernen stattfinden kann, wobei riesige Strahlungsenergien frei werden. Die Temperatur der Kernfusionszone in der Sonne beträgt etwa 15 Mill. °C. Der von dieser Zone als Strahlungsenergie ausgehende Energiestrom durchdringt die darüberliegenden Sonnenschichten und erfährt dabei eine dauernde Änderung der spektralen Zusammensetzung, bis er als helles Sonnenlicht für unser Auge wahrnehmbar wird.

Photosphäre

Sieht man unser Auge als ein Strahlungsmeßinstrument an, so reagiert es auf Strahlungen, die von einem Körper mit einer Strahlungstemperatur von 6000°K ausgehen. Diese Temperatur besitzt der scharfe helle Rand der Sonne, von dem das sichtbare Licht ausgeht. Man nennt diese verhältnismäßig kalte Schicht der Sonne Photosphäre. Sie ist nur wenige hundert km dick und besteht hauptsächlich aus nicht ionisiertem Wasserstoff und Helium mit einer Dichte von etwa 1/100 der Luftdichte im Meeresniveau.

Bis zur Obergrenze der Photosphäre sinkt die Temperatur bis zu einem Minimum von rund 4200°K ab.

Chromosphäre

An die Photosphäre schließt sich eine Übergangsschicht steigender Temperaturen an, die Chromosphäre.

Sie wird bei einer Sonnenfinsternis als dünner, roter Ring von etwa 12 000 km Dicke um die Sonne sichtbar.

Korona

Die Sonnenkorona ist die äußerste sehr dünne Gasschicht der Sonne. Sie wird ebenfalls bei Sonnenfinsternis sichtbar als ein dünner, weißer Halo mit grünlichem Schimmer, der sich Millionen von km in den Weltraum erstreckt. Die äußere Korona reicht über die Erdbahn um die Sonne hinaus, so daß sich unsere Erde auf ihrer Bahn durch die Sonnenatmosphäre hindurch bewegt. Die Korona besteht hauptsächlich aus ionisiertem atomarem Wasserstoff, der infolge der hohen Koronatemperaturen in Protonen und Elektronen aufgespalten ist. Die Temperatur der Sonnenkorona steigt bis zu einem Maximum von etwa 2 Mill. Grad in 50 000 km Entfernung an. Das ergibt einen mittleren Temperaturanstieg von rund 40° pro km von der Photosphäre bis zum Koronamaximum. Von dort nimmt die Koronatemperatur in den Weltraum ab. In Erdbahntfernung beträgt sie schätzungsweise noch 50 000 bis 100 000 Grad. Der Temperaturgradient ist dort nur noch sehr gering, nämlich kleiner als 1° pro 1000 km.

Sonnenaktivität

Mit einem Fernrohr kann man auf der Sonnenoberfläche im Bereich der Photosphäre dunklere, lichtschwächere und darum kühlere Flecken, die *Sonnenflecken* beobachten. Sie stehen oft in Gruppen beisammen, dehnen sich bis über 100 000 km aus und vergehen meist schon innerhalb weniger Tage. Sie werden als Wirbelgebiete starker magnetischer Felder gedeutet.

In der Umgebung der Sonnenflecken erkennt man etwas hellere Gebiete, die *Sonnenfackeln*. Sie sind Ausbrüche heißer Gase.

Die *Protuberanzen* stammen von noch größeren Gaseruptionen, die bis 100 000 km hohe Bögen von der Photosphäre in die Sonnenkorona hineinspannen und eine Lebensdauer von einigen Wochen erreichen können. Manchmal schießen sie aber auch ganz plötzlich mit Geschwindigkeiten von 100 000 km/sec und mehr als Plasmawolke aus Protonen und Elektronen in den Weltraum hinaus, verbunden mit sehr intensiver kurzweiliger Strahlung. Beim Vordringen der Plasmawolke in die oberen Schichten der Erdatmosphäre werden die elektrischen Schichten der Ionosphäre und das Magnetfeld der Erde so stark gestört, daß der Funkverkehr vollständig lahmgelegt werden kann. Die Störungen der erdmagnetischen Registrierungen werden als „Magnetische Stürme“ bezeichnet. Dabei können die Elektronen längs einer Kraftlinie des erdmagnetischen Feldes tief in die Atmosphäre eindringen, bis sie schließlich bei einem Zusammenstoß mit Atomen oder Molekülen der Atmosphäre besonders in polnahen Breiten eingefangen werden und so Ionen bilden. Bei dieser Ionisation kommt es zu Leuchterscheinungen, durch Ionisation von Stickstoff zu bläulichem Leuchten, von Sauerstoff zu rotem und grünem Leuchten. Die gelbe Farbe entsteht durch gleichzeitiges hochliegendes rotes und tiefes grünes Leuchten. Diese Leuchterscheinungen der hohen Atmosphäre in polaren Breiten nennt man „Polarlicht“. Die äußersten Höhen des Polarlichtes liegen bei 900–1000 km, meist aber zwischen 75 und 300 km.

Sonnenflecken, Sonnenfackeln und Protuberanzen sind Störungserscheinungen in der Photosphäre der Sonne und werden als „Sonnenaktivität“ bezeichnet. Sie unterliegen einem deutlichen Rhythmus mit einer mittleren Länge von Maximum zu Maximum oder Minimum zu Minimum der Sonnenaktivität von 11 Jahren.

1.2. Der Strahlungsstrom der Sonne zur Erde

Der von der gesamten Sonnenoberfläche ausgehende Strahlungsstrom bedeutet eine laufende Energieabgabe

pro Sekunde (auch Leistung genannt) von $3,9 \cdot 10^{23}$ kW. Dieser unvorstellbar hohe Wert wird in den gesamten Weltraum verstrahlt. In der Entfernung der Erdbahn von rund 150 Mill. km erscheint die Erde von der Sonne her gesehen unter einem räumlichen Winkel, der nur etwa ein halbes Milliardstel des ganzen Himmelsgewölbes ausmacht. Dementsprechend trifft auch nur ein halbes Milliardstel der gesamten Sonnenleistung die Erde, nämlich $1,78 \cdot 10^{14}$ kW. Auf eine senkrecht zur Strahlung stehende Fläche von nur einem Quadratmeter sind das außerhalb der Atmosphäre immer noch 1,36 kW. Dieser Wert wird als *Solarkonstante* bezeichnet und hat in Einheiten der Wärmeenergie den Wert von $1,95 \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{min}$.

Dieser Energiestrom erfolgt in Form von Strahlung, deren elektromagnetisches Spektrum den gesamten Bereich von der Gammastrahlung bis zu den Radiowellen überdeckt. Von diesem Spektralbereich ist nur ein engbegrenztes Wellenlängenintervall von 400–750 nm ($\text{nm} = \text{Nanometer} = 10^{-9}\text{m}$) durch unser Auge sichtbar. Interessanterweise ist das auch der Bereich, in dem das Maximum der Strahlungsenergie liegt. Mit Hilfe von Ultraviolett- und Ultrarotfühlern lassen sich auf der Erdoberfläche zwei breite Bänder von Wellenlängen feststellen, für die unsere Atmosphäre durchlässig ist, das sogenannte *Optische Fenster* von 290 bis 3000 nm und das *Radiofenster*, das uns auch den Funkverkehr mit den Weltraumfahrzeugen erlaubt, von 0,01 bis 40 m. Für alle anderen Wellenlängen ist unsere Atmosphäre im Meeresniveau ein sehr dichter, kaum durchlässiger Stoff. Mit der Höhe nimmt ihre Transparenz aber sehr rasch zu. Verfolgt man die Strahlung von der Sonne zur Erdoberfläche, so stellt man fest, daß die EUV-Strahlung (Extreme Ultra-Violettstrahlung) bis 200 nm in den atmosphärischen Schichten oberhalb 80 km absorbiert wird und dort die erste Heizschicht, die *Thermosphäre* bildet. Die damit verbundene Ionisierung baut die elektrischen Schichten auf, auch *Ionosphäre* genannt.

Die sehr kurzwellige weiche X-Strahlung zwischen 10 und 1 nm dringt bis in die Höhen von 140–100 km vor und produziert dort den größten Teil der Elektronendichte der E-Schicht. Bei 58,4 und 30,4 nm liegen die Resonanzlinien des nicht ionisierten und ionisierten Heliums, das durch die Strahlung dieses Wellenlängenbereiches oberhalb 170 km ionisiert wird und so wesentlich an der Bildung der F-Schicht beteiligt ist.

Die EUV-Strahlung zwischen 100 und 200 nm wird an erster Stelle von molekularem Sauerstoff absorbiert, wobei er in atomarem Sauerstoff zerschlagen wird.

Für die UV-Strahlung zwischen 210 und 300 nm hat die Atmosphäre ein tiefes Loch, das bis zur *Ozonschicht* zwischen 20 und 50 km reicht. Obwohl die Ozonkonzentration bei 25 km ihr Maximum hat, wird der größte Teil dieser UV-Strahlung besonders im Bereich von 250 nm schon an der Obergrenze der Ozonschicht absorbiert, so daß dort ein Temperaturmaximum entsteht. Die Ozonschicht stellt darum die zweite Heizschicht der Atmosphäre dar.

Oberhalb 300 nm erreicht die Sonnenstrahlung vor allem als sichtbares Licht, aber auch als ultrarote Wärmestrahlung durch das schon erwähnte optische Fenster die Erdoberfläche, wird dort geschluckt und bildet die 3. und unterste Heizschicht unserer Atmosphäre.

1.3. Sonnenwind und Magnetosphäre der Erde

Von der Sonnenoberfläche geht ein dauernder Strom elektrisch geladener Partikel in Form von Protonen (positive Wasserstoffkerne) und Elektronen ins All hinaus. Dieser Partikelstrom wird als *Sonnenwind* bezeichnet. Von Zeit zu Zeit entwickelt sich der Sonnenwind zu heftigen Stürmen, die ihren Ursprung in den Sonnen-

eruptionen haben. Dabei werden Wolken aus Protonen und Elektronen, auch *Plasmawolken* genannt, mit 1600 km/sec in den Weltraum hinausgeschleudert. Die in Richtung Erde gerichteten Plasmastürme erreichen nach 1-2 Tagen das äußere Magnetfeld der Erde in etwa 80 000 km Entfernung und beulen das magnetische Kraftfeld gewissermaßen ein. Hierbei werden die elektrisch geladenen Partikel der Plasmawolke entlang den Kraftlinien des Magnetfeldes in Richtung der magnetischen Pole abgelenkt und wirbeln in Spiralbahnen um die magnetischen Kraftlinien auf die Erde zu. Zu den Polen hin werden die Spiralen durch die zunehmenden Feldstärken immer enger, bis sie wieder rückläufig werden. Die Protonen und Elektronen werden so wie von unsichtbaren Federn zwischen den Polen in etwa einer Sekunde hin und her geschleudert und sind im Magnetfeld der Erde eingefangen. Außer dieser Bewegung zwischen den Polen vollführen sie eine zusätzliche

Triftbewegung um die magnetische Achse der Erde. Die energieärmeren Partikel werden bereits zwischen den äußeren schwächeren Magnetlinien eingefangen, die energiereicheren dringen tiefer ins Magnetfeld ein, bis sie in der Falle des magnetischen Kraftfeldes der Erde gefangen sind. Sie bilden so einen Gürtel aus elektrischen Partikelströmen, der sich in Schalen entlang den magnetischen Kraftlinien ringförmig um die Erdatmosphäre legt. In der Nähe der Pole reicht der Ring näher an die Erdoberfläche heran als am Äquator, ähnlich wie die Gummiwulst eines Autoreifens an die Felgen des Rades. Dieser Gürtel korpuskularer Strahlung der Sonne wird nach seinem Entdecker *Van-Allen-Strahlungsgürtel* genannt. Er wölbt sich auf der Luvseite des Sonnenwindes zwischen 1000 und 60 000 km über der Erdoberfläche und weitet sich auf der Leeseite schweif förmig bis etwa 320 000 km aus (Abb. 1).

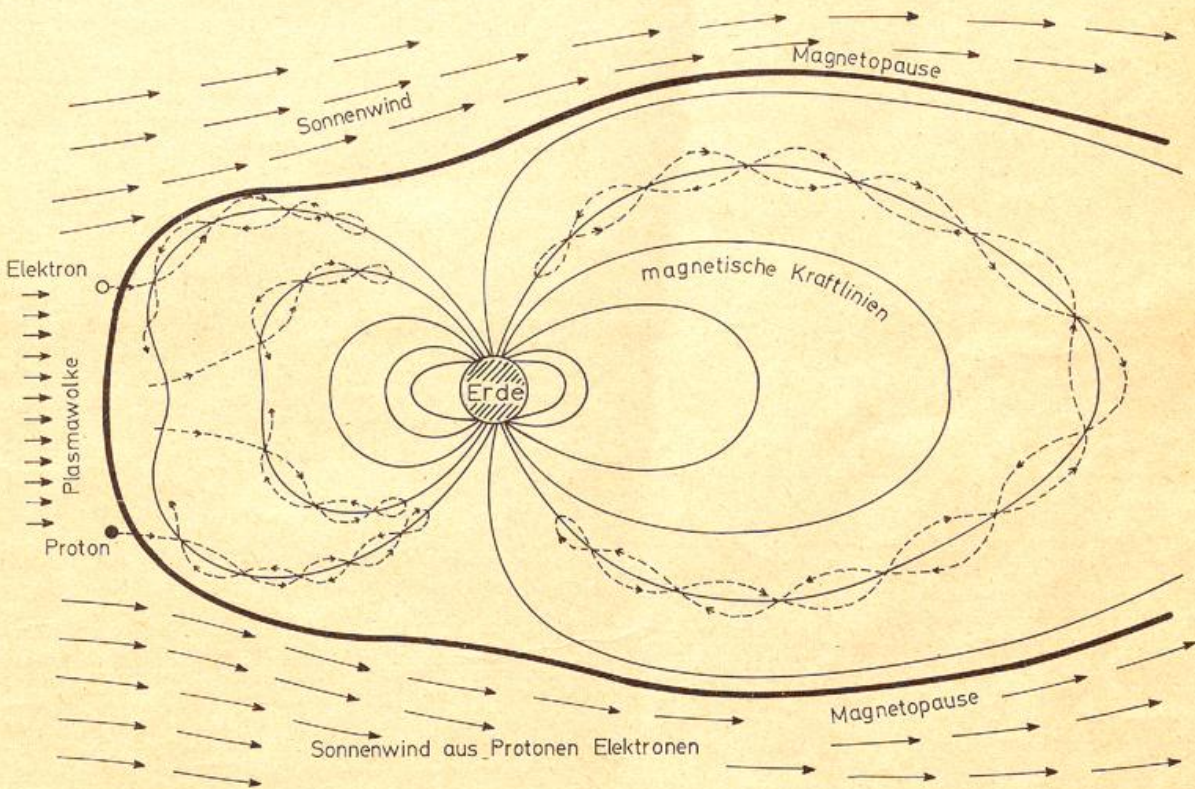


Abb. 1
Magnetosphäre der Erde

Der „Van-Allen-Gürtel“ besteht überwiegend aus Sonnensubstanz, die vom Magnetfeld der Erde eingefangen wurde und zu einem echten Bestandteil der Erde in der Zustandsform des Plasmas geworden ist. Man nennt diesen äußersten Bereich noch zur Erde gehöriger Substanz darum *Plasmasphäre*. Gebräuchlicher und sinnvoller ist aber die Bezeichnung *Magnetosphäre*, denn sie ist ein Produkt des Magnetfeldes der Erde und wird von ihm und seinen Änderungen gesteuert. Ihre äußere Grenze heißt *Magnetopause*.

Wenn die Plasmawolken der Sonneneruptionen auf das Magnetfeld der Erde prallen, führen sie zu starken Schwankungen des magnetischen Kraftfeldes und erzeugen die sogenannten magnetischen Stürme. Dabei bekommt die magnetische Plasmafalle sozusagen Löcher und die Sonnenpartikel können in die oberen Atmosphärenschichten eindringen. Sie stören dort die Radiowellen reflektierenden, elektrischen Schichten und bringen den Funkverkehr in Unordnung. Durch die Anregung der Atome und Moleküle der hohen Atmosphäre zwischen 100 und 1000 km erzeugen sie die Polarlichter.

Da die Korpuskelstrahlung der Sonne auf die lebende Zelle zerstörend wirkt, ist das Magnetfeld der Erde ein lebensnotwendiger Schutzschild vor dieser auf die Dauer tödlichen Strahlung.

2. Die Erde

2.1. Gestalt, Größenverhältnisse und physikalische Daten der Erde

Die Erde ist grob gesehen eine Kugel mit einem Radius von 6370 km und einem Umfang von 40 000 km, genau 40 075,7 km am Äquator. Infolge der Rotation weicht ihre Form von der Kugelgestalt etwas ab. Zwei Kräfte wirken auf Massenelemente der Erde, nämlich die Massenanziehungskraft \vec{F}_g zum Erdmittelpunkt hin und die Zentrifugalkraft \vec{F}_z , die senkrecht von der Erdachse nach außen gerichtet ist. Sie nimmt mit dem Abstand von der Erdachse zu, ist am Pol null und besitzt am Äquator einen Höchstwert. Die Resultierende beider

Kräfte $\vec{F}_g + \vec{F}_z$ steht bei einer kugelförmigen Erde nicht senkrecht auf der Erdoberfläche, sondern hat noch eine Komponente zum Äquator hin (Abb. 2). Darum mußten sich die Massen der Erdoberfläche so lange verschieben, bis diese Komponente null war und die Resultierende aus $\vec{F}_g + \vec{F}_z$, nämlich die Gewichtskraft \vec{G} , senkrecht auf der Erdoberfläche stand.

Die Erdoberfläche ist so zu einer Gleichgewichtsfläche eines rotierenden Körpers — auch Rotationsellipsoid ge-

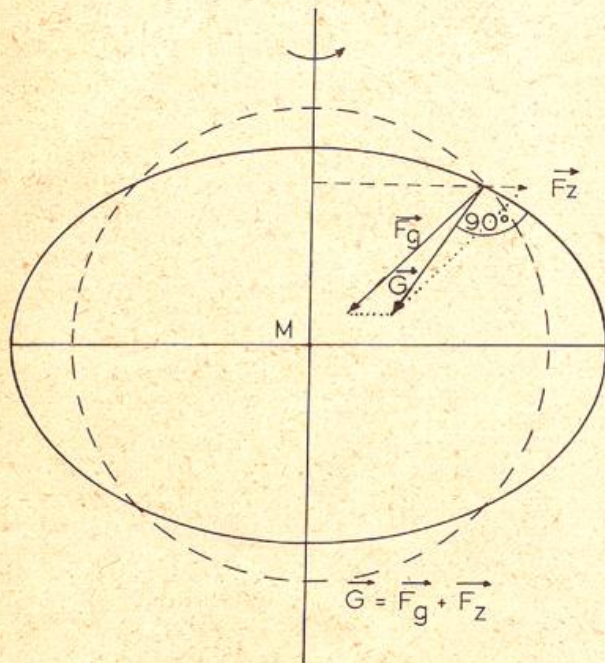


Abb. 2
Gestalt der Erde als Folge der Rotation

annt — geworden. Darum ist die Erde am Äquator 43 km dicker als an der Achse von Pol zu Pol. Messungen durch den amerikanischen Satelliten Vanguard I haben ergeben, daß die durch die Fliehkraft um den Äquator verursachten Massenaufwölbungen ihr Maximum nicht genau am Äquator, sondern etwas südlich davon haben. Dadurch erhält die Erde — stark übertrieben ausgedrückt — die Form einer Birne.

Bei einem Radius r von 6370 km errechnet sich die Erdoberfläche ($O = 4 \pi r^2$) zu 510 Millionen km^2 und das Volumen ($V = 4/3 \pi r^3$) zu $1.083 \cdot 10^{12} \text{ km}^3$.

Die Erdmasse wurde erstmals von CAVENDISH (1731 bis 1810) bestimmt, nachdem er die Gravitationskonstante f mit einer empfindlichen Drehwaage ermittelt hatte. Mit Hilfe der beiden Newton'schen Gesetze $F = m \cdot g$ und $F = f \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2}$ (Gravitationsgesetz) erhält man für die Masse m_1 der Erde, da $m = m_2$ ist, $m_1 = \frac{g \cdot r^2}{f}$. Das ergibt einen unvorstellbaren Wert von $6.6 \cdot 10^{21}$ Tonnen (66 mit 20 Nullen).

Aus Masse und Volumen der Erde erhält man eine mittlere Dichte von $5,5 \text{ g/cm}^3$. Nachdem die oberflächen-nahe Gesteinskruste der Erde nur eine mittlere Dichte von $2,7$ bis $3,1 \text{ g/cm}^3$ besitzt, muß der Erdkern aus wesentlich dichterem Material bestehen. Rückschlüsse aus seismographischen Messungen ergeben folgendes Schema eines schalenförmigen Aufbaues der festen Erde (Lithosphäre):

- 1) Erdkruste bis etwa 35 km, Dichte $2,6 - 2,9 \text{ g/cm}^3$, mittlere Temperaturzunahme nach innen von 1°C pro 33 m (geothermische Tiefenstufe).

- 2) Erdmantel 35—2900 km, Dichte von 3,2 auf $5,2 \text{ g/cm}^3$ zunehmend, Temperatur $1000 - 2000^\circ$.
- 3) Erdkern aus Eisen und Nickel bestehend, Temperatur $3000 - 4000^\circ \text{C}$. Äußerer Kern 2900—5100 km, flüssig, Dichte $9 - 10 \text{ g/cm}^3$. Innerer Kern 5100—6370 km, Dichte $11 - 13 \text{ g/cm}^3$.

Die Wasserhülle der Erde (Hydrosphäre) stellt massenmäßig nur einen geringen Bruchteil der Erde dar. Trotzdem bedeckt sie fast 71 % der Erdoberfläche. Mehr als ein Drittel der Erdoberfläche ist vom Pazifischen Ozean überflutet, nämlich 180 Millionen km^2 . Der Atlantische Ozean bedeckt 106 Millionen km^2 und der Indische Ozean 75 Millionen km^2 . Die mittlere Tiefe aller Weltmeere beträgt 3800 m, die größte Tiefe 11 034 m im Marianengraben des Pazifischen Ozeans.

Betrachtet man Nord- und Südhalbkugel getrennt, dann kann erstere mit 40 % Landbedeckung, obwohl der Wasseranteil noch überwiegt, mit gewisser Berechtigung als Landhalbkugel bezeichnet werden, während die Südhalbkugel mit nur 17 % Landanteil eine ausgesprochene Wasserhalbkugel ist. Diese Tatsache spielt, wie wir noch sehen werden, für Klima und Wettergeschehen der Erde eine sehr große Rolle.

2.2. Die Bewegungen der Erde im Raum

Von den vielen Bewegungen der Erde, die ein Beobachter im All feststellen könnte, sind zwei am deutlichsten sichtbar, nämlich die tägliche Drehung der Erde um ihre eigene Achse und ihre Bewegung auf einer elliptischen Umlaufbahn von nahezu 1 Milliarde km in fast genau $365\frac{1}{4}$ Tagen um die Sonne. Die Drehbewegung macht die Erde zu einem Kreisel, dessen Achse nach dem Drehimpulssatz immer in dieselbe Richtung, nämlich zum Polarstern zeigen muß, und verursacht Tag und Nacht. Die Bahnbewegung um die Sonne ist für die Jahreszeiten verantwortlich.

2.2.1. Die Erde als Satellit der Sonne

Für die Bewegung der Erde wie auch der übrigen acht Planeten unseres Sonnensystems ist die enorme Gravitationskraft der Sonnenmasse verantwortlich. Sie zwingt die Planeten auf elliptische Umlaufbahnen, in deren einem Brennpunkt die Sonne steht (1. Kepler'sches Gesetz). Der Leitstrahl von der Sonne zur Erde und zu den anderen Planeten überstreicht bei ihrem Umlauf in gleichen Zeiten gleiche Flächen (2. Kepler'sches Gesetz), (Abb. 3). Die Gravitationskraft der Sonne wirkt als Zentripetalkraft auf die Planeten, die ihr Hinausfliegen ins Weltall verhindert.

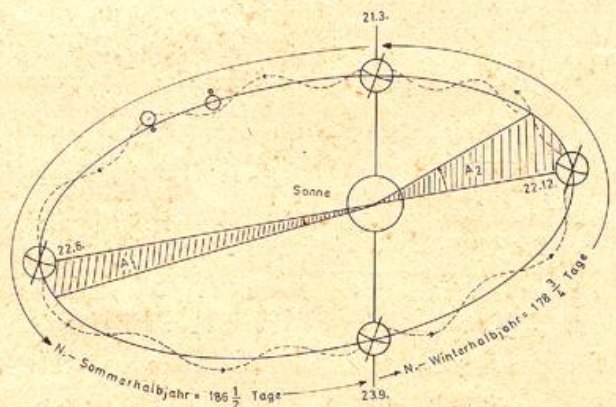


Abb. 3
Bewegung der Erde um die Sonne

Es gilt also:

Gravitationskraft = Zentripetalkraft
oder in der Formelsprache der Physik

$$\frac{f \cdot m_z \cdot m_s}{r^2} = \frac{m_s \cdot v^2}{r}$$

- f = Gravitationskonstante
- m_z = Masse des Zentralkörpers
- m_s = Masse des Satelliten
- r = Abstand von m_z und m_s
- v = Bahngeschwindigkeit des Satelliten.

Genau genommen umkreisen beide Himmelskörper ihren gemeinsamen Schwerpunkt, der aber fast mit dem Sonnenmittelpunkt zusammenfällt. Nach diesem Gesetz umkreisen auch der Mond und die künstlichen Erdsatelliten den gemeinsamen Schwerpunkt mit der Erde, der ebenfalls nahe dem Erdmittelpunkt liegt. Löst man obige Gleichung nach der Bahngeschwindigkeit v auf, so erhält man:

$$v = \sqrt{\frac{f \cdot m_z}{r}}$$

Je weiter also ein Planet von der Sonne entfernt seine Bahn zieht, desto langsamer ist er und desto länger dauert sein Jahr, wenn man als Jahr einen vollen Umlauf um die Sonne bezeichnet.

Der sonnennächste und kleinste Planet, der Merkur, jagt mit 176 000 km/h in einem mittleren Abstand von über 50 Millionen km in 88 Tagen um die Sonne. Die Erde benötigt in rund 150 Millionen km Entfernung mit einer mittleren Geschwindigkeit von 107 200 km/h, 365 $\frac{1}{4}$ Tage, und der äußerste Planet Pluto umläuft die Sonne mit 16 000 km/h in 248 Jahren.

Ein Wettersatellit in etwa 1400 km Höhe über der Erde hat im Vergleich dazu eine Bahngeschwindigkeit von 24 500 km/h und benötigt nicht ganz zwei Stunden für einen Umlauf. Damit ein Satellit über einem Punkt am Erdäquator stillsteht (geostationärer Satellit), muß er die Umlaufzeit einer Erdrotation haben, nämlich 24 Stunden. Dazu muß man ihn in eine Umlaufbahn von 36 000 km Höhe schießen.

Die Bahngeschwindigkeit der Erde von 107 200 km/h ist ein mittlerer Wert. Die wirkliche Geschwindigkeit ist nach dem 2. Kepler'schen Gesetz in Sonnennähe, dem „Perihel“, größer als in Sonnenferne, dem „Aphel“. Der Unterschied zwischen Perihel und Aphel beträgt 5 Mill. km. Darum ist auch die Umlaufzeit im Perihel-Halbjahr zwischen Herbst- und Frühlingspunkt (23. September — 21. März) mit 178 $\frac{3}{4}$ Tagen um 7 $\frac{3}{4}$ Tage kürzer als das Aphel-Halbjahr mit 186 $\frac{1}{2}$ Tagen. Dieser Unterschied, um den der Sommer der Südhalbkugel kürzer ist als der Sommer der Nordhalbkugel und der Winter länger, ist sicher einer der Gründe dafür, daß der thermische Äquator im Mittel fast 10° nördlich vom geographischen Äquator verläuft.

Genau genommen beschreibt nicht die Erde die elliptische Bahnkurve um die Sonne, sondern der gemeinsame Schwerpunkt von Erde und Mond. Dabei drehen sich beide wie eine Hantel aus einer großen und kleinen Kugel in 27,3 Tagen um ihren gemeinsamen Schwerpunkt, der in der Erde etwa 5000 km vom Zentrum entfernt liegt. Dadurch wird die Bewegung des Erdmittelpunktes eine regelmäßige Schlangenlinie von 27,3tägigem Rhythmus mit einem Ausschlag von etwa 10 000 km um die Ellipsenbahn des gemeinsamen Schwerpunktes (Abb. 3).

2.2.2. Die Erde als Kreisel

Bei einem kräftefreien Kreisel ist der Drehimpuls nach Betrag und Richtung ein konstanter Vektor. Seine

Achse zeigt darum immer in dieselbe Richtung. Versucht eine Kraft die Achse eines Kreisels zu kippen, dann gibt sie nicht in Richtung der Kraft nach, sondern weicht senkrecht dazu aus. Bei einmaligem Kraftstoß entsteht eine Torquebewegung der Achse, die man „Nutation“ nennt. Bei dauernder gleichmäßiger Kräfteinwirkung beschreibt die Kreiselachse einen Kegelmantel, was man als „Präzession“ bezeichnet.

Infolge der Rotation der Erde um ihre Achse ist sie ein Kreisel mit konstanter Achsenrichtung im Welt-raum auf einen bestimmten Stern, den Polarstern. Wegen der Massenanhäufung der Erde um den Äquator infolge der Rotation und des Winkels der Äquatorebene zur Sonnenkrafttrichtung von 23 $\frac{1}{2}$ Grad, versucht die Gravitationskraft der Sonne die Erdachse dauernd zu kippen. Letztere führt darum eine Präzessionsbewegung in positiver Drehrichtung aus und beschreibt zwei Kegelmäntel mit der Spitze im Erdmittelpunkt und einem Öffnungswinkel von 47°. Die Dauer eines Präzessions-umlaufes beträgt 25 800 Jahre. Für die ägyptischen Priesterastronomen war vor 5000 Jahren der Stern Alpha Draconis Polarstern. Heute zeigt der Nordpol auf einen Stern im Schwanz des kleinen Bären (Alpha Ursae Minoris). Im Jahre 14 000 wird die Richtung des Nordpols durch den hellsten Stern des Nordhimmels, die Wega, gekennzeichnet, und nach 25 800 Jahren richten sich die Menschen um das Jahr 28 000 wieder nach unserem heutigen Polarstern.

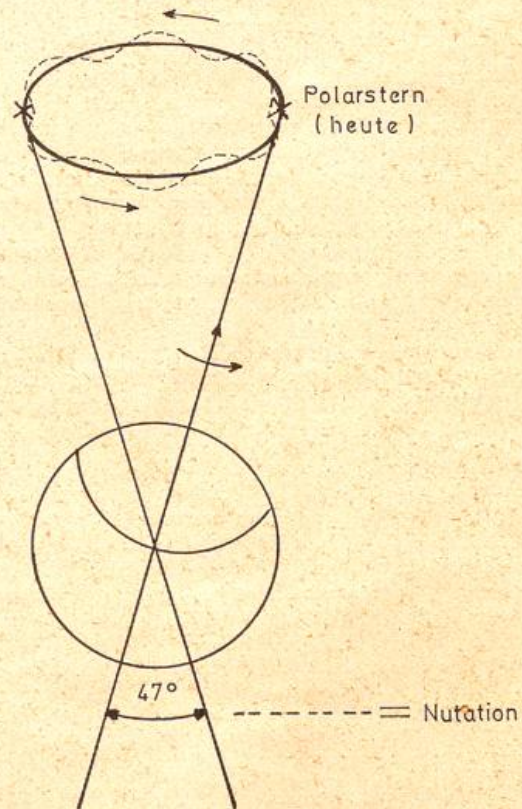


Abb. 4
Präzessionsbewegung der Erdachse

Neben dieser Präzessionsbewegung führt die Erdachse auch Nutationen aus, die sich der Präzessionsbewegung als Nicken der Erdachse um 9,2 Bogensekunden in einem Rhythmus von 18,6 Jahren überlagern und von Kräfteinwirkungen des Mondes herrühren (Abb. 4).

Die Präzessionsbewegung der Erdachse verursacht natürlich infolge der Änderung der Achsenlage und damit der Erdoberfläche zur Sonne Veränderungen in den Be-

strahlungsverhältnissen der Erde durch die Sonne. Diese Tatsache wurde von dem jugoslawischen Wissenschaftler MILANKOWITSCH zur Erklärung der Temperaturschwankungen zwischen den Eis- und Zwischeneiszeiten herangezogen, wobei sich zwischen seinen Berechnungen und den eingetretenen Klimaschwankungen befriedigende Übereinstimmungen ergaben.

2.2.3. Erdbewegung und Beleuchtung durch die Sonne

Die Beleuchtung der Erde wird durch ihre Stellung zur Sonne und damit durch die tägliche Rotation um ihre eigene Achse und den jährlichen Umlauf der Erde auf ihrer elliptischen Bahn um die Sonne bestimmt, wobei die Erdachse einen konstanten, raumfesten Winkel von $66\frac{1}{2}$ Grad zur Erdbahnebene, auch Ekliptik genannt, bildet. Dadurch haben der Nord- und Südpol zweimal im Jahr gleiche Entfernung von der Sonne, nämlich am 21. März (Frühlingspunkt) und am 23. September (Herbstpunkt). An diesen beiden Tagen steht die Sonne senkrecht über dem Äquator und geht für jeden Längengrad zur gleichen Zeit auf und unter. Tag und Nacht haben auf der ganzen Erde die gleiche Dauer von 12 Stunden. Darum nennt man diese Tage auch „Tag- und Nachtgleiche“ oder „Äquinoktien“.

Vom Frühlingspunkt an neigt sich der Nordpol der Erde der Sonne immer mehr zu, bis letztere am 21. oder 22. Juni senkrecht über dem Breitenkreis $23\frac{1}{2}^\circ$ N steht, dem nördlichen Wendekreis. Von da ab erfolgt wieder ein Abwenden des Nordpols von der Sonne, bis am 23. September wieder gleiche Entfernung von Nord- und Südpol erreicht ist. Vom Herbstpunkt ab neigt sich der Südpol zunehmend der Sonne zu, bis sie am 21. oder 22. Dezember senkrecht über $23\frac{1}{2}$ Grad südlicher Breite steht, dem südlichen Wendekreis. Am Frühlingspunkt schließt sich der Zyklus des Sonnenstandes zur Erdoberfläche, der für die vier Jahreszeiten verantwortlich ist. Wie man sieht, steht die Sonne zwischen $23\frac{1}{2}^\circ$ N und $23\frac{1}{2}^\circ$ S jeweils zweimal im Jahr im Zenit, über dem Äquator in halbjährigem Abstand am 21. März und 23. September. Nach den Wendekreisen hin rücken die Zeiten der beiden Höchststände immer mehr zusammen und näher an die Solstitien am 22. Juni und 22. Dezember. Diese Tatsache ist von besonderer Bedeutung für die tropische Zirkulation und die damit verbundene Anordnung der tropischen Regen- und Trockenzeiten.

Da beiderseits der geographischen Breite des Sonnenhöchststandes jeweils 90 Breitengrade von der Sonnenstrahlung überdeckt werden, wird der Nordpol vom Frühlingspunkt an bis zum Herbstpunkt immer von der Sonnenstrahlung getroffen, während der Südpol immer im Schatten bleibt. Umgekehrt verhält sich die Beleuchtung der Pole vom Herbstpunkt zum Frühlingspunkt (Abb. 5).

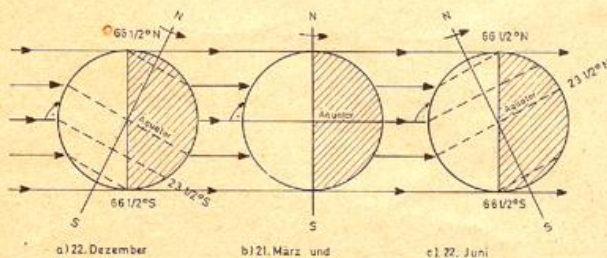


Abb. 5
Beleuchtung und Sonnenstand an den Solstitien (a, c) und den Äquinoktien (b)

Nord- und Südpol haben darum jeweils ein halbes Jahr Tag und Nacht. Genau genommen ist der Tag des Nordpols, wie schon früher erklärt, $7\frac{1}{4}$ Tage länger als

der des Südpols. Mit der Wanderung der Sonne vom Äquator zum Wendekreis werden immer mehr Breitenkreise um den Pol dauernd von der Sonne beschienen, bis schließlich die Breite $23\frac{1}{2}^\circ + 90^\circ = 23\frac{1}{2}^\circ$ über den Pol hinaus, nämlich $66\frac{1}{2}^\circ$, erreicht wird. Diesen Breitenkreis nennt man Polarkreis. Dort geht zur Zeit des Sommersolstitiums die Sonne nicht unter und zur Zeit des Wintersolstitiums nicht auf. Die Breiten von den Polarkreisen zum Äquator hin haben dann jeweils den längsten Tag bzw. die längste Nacht, wobei der Unterschied zwischen Tag- und Nachtdauer nach dem Äquator hin geringer wird. Nachfolgende Tabelle gibt die Tageslänge des längsten und kürzesten Tages im Jahr für verschiedene Breiten der Nordhalbkugel an.

Geogr. Breite	längster Tag	kürzester Tag	Unterschied
0°	12h 0m	12h 0m	0h 0m
10°	12h 35m	11h 25m	1h 25m
20°	13h 13m	10h 17m	2h 56m
30°	13h 56m	10h 4m	3h 52m
40°	14h 51m	9h 9m	5h 42m
50°	16h 9m	7h 51m	8h 18m
60°	18h 30m	5h 30m	13h 0m
$66\frac{1}{2}^\circ$ (Polarkreis)	Tag = 24h, Nacht = 24h		
70°	Tag = 65 d	Nacht = 60 d	
80°	Tag = 134 d	Nacht = 127 d	
90°	Tag = $186\frac{1}{2}$ d	Nacht = $178\frac{3}{4}$ d	

2.3. Anziehungskraft der Erde und Atmosphäre

Wirft man einen Stein von der Erde hoch, so beschreibt er eine Wurfbahn. Seine Vertikalgeschwindigkeit nimmt bis zum Gipfelpunkt um rund 10 m/s ab und anschließend beim Fall zur Erdoberfläche um denselben Betrag wieder zu. Er wird von der Gravitationskraft der Erde in Richtung Erdmittelpunkt beschleunigt. Könnte er die Erdoberfläche und das Erdinnere ohne Hemmung durchdringen, so würde er bis zum Erdmittelpunkt beschleunigt fallen, dort eine Höchstgeschwindigkeit erreichen, in geringer Entfernung vorbeisausen und dann durch die Gravitationskraft verzögert auf der anderen Erdseite aus der Erdoberfläche wieder austreten, schließlich erneut zurückfallen und am Ausgangspunkt mit der ursprünglichen Anfangsgeschwindigkeit ankommen. Die Bahn wäre eine flache Ellipse, von welcher der Stein, durch die Erde gehindert, in Wirklichkeit einen winzigen Bruchteil nur ausführt. Bei Vergrößerung der Anfangsgeschwindigkeit wird dieses Bahnstück immer größer und schließt sich bei 7,9 km/s zu einem Kreis um die Erdoberfläche. Nur mit dieser Geschwindigkeit fliegen Satelliten in der Nähe der Erdoberfläche in einer Kreisbahn.

Bei noch größerer Anfangsgeschwindigkeit verformt sich der Kreis immer mehr zu einer Ellipse, deren erdnaher Brennpunkt der Erdmittelpunkt ist. Überschreitet die Abschlußgeschwindigkeit 11,2 km/s, dann fliegt der Stein soweit hinaus ins All, daß er aus dem Gravitationsfeld der Erde hinausgelangt und nicht mehr zurückkehrt. Jeder Körper, der eine größere Absolutgeschwindigkeit als diesen Grenzwert von 11,2 km/s besitzt, kann von der Erde bzw. von ihrer Gravitationskraft nicht mehr festgehalten werden, während jeder Körper mit kleinerer Geschwindigkeit nicht aus ihrem Anziehungsfeld entweichen kann. Man nennt die Geschwindigkeit, bei der ein Körper dem Gravitationsfeld eines Himmelskörpers entflieht, „Fluchtgeschwindigkeit“. Sie wächst mit der Masse des anziehenden Himmelskörpers (Abb. 6).

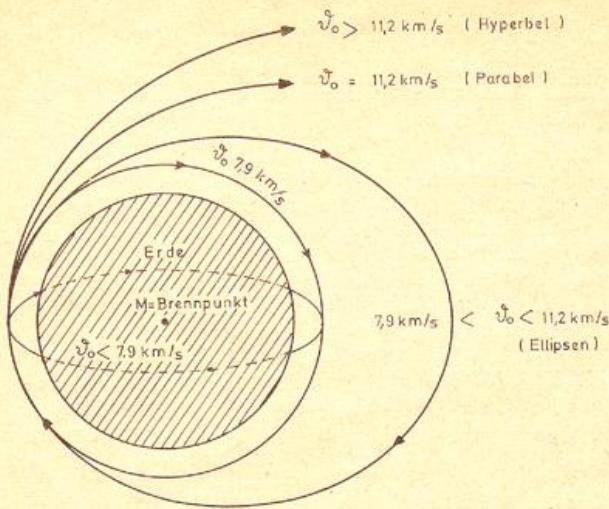


Abb. 6
Erdumlaufbahnen in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit

Die Fluchtgeschwindigkeit ist eine wichtige Größe für die Frage, ob ein Planet oder anderer Himmelskörper eine Atmosphäre besitzt oder nicht. Ein Gas besteht nämlich aus vielen einzelnen Atomen oder Molekülen, die mit sehr großen, aber unterschiedlichen Geschwindigkeiten durcheinanderwirbeln, dabei zusammenstoßen, wie Billardkugeln aneinander abprallen und sich dabei gegenseitig beschleunigen und verzögern. Die mittlere Geschwindigkeit aller Gasmoleküle wächst mit der Temperatur und nimmt ab mit der Schwere der Gasteilchen. Bei 0° C beträgt sie für Sauerstoff (O₂) 460 m/s, für Stickstoff (N₂) 490 m/s, für Luft aus 1/5 Sauerstoff und 4/5 Stickstoff 484 m/s, für das leichteste Gasmolekül Wasserstoff (H₂) 1840 m/s, und in atomarem Zustand (H) 2600 m/s. Diese Geschwindigkeiten liegen noch unter der Fluchtgeschwindigkeit der Erde. Bei Temperaturen über 1000° C, wie sie in der Thermosphäre der Erde angetroffen werden, kommen die mittleren Geschwindigkeiten für die leichten Gase schon wesentlich näher an die Fluchtgeschwindigkeiten der Erde heran, während die schnellsten Atome und Moleküle sie bereits übertreffen. Darum ist unsere Erde nur in der Lage, die schwereren Gase, z. B. Sauerstoff und Stickstoff, an sich zu binden, während die leichteren, wie Helium und Wasserstoff, zwar in den oberen Atmosphärenschichten vorkommen, aber in einem dauernden Austausch mit dem Weltall stehen.

Auf unserem Mond beträgt die Fluchtgeschwindigkeit nur 2300 m/s. Darum kann ein Raumschiff mit weit geringerem Energieaufwand vom Mond zur Erde zurückkehren als umgekehrt. Aber auch Gase haben es viel leichter infolge ihrer Molekulargeschwindigkeit, die bei schweren Gasen die Fluchtgeschwindigkeit des Mondes, auf längere Zeit betrachtet, übertrifft, das Gravitationsfeld des Mondes zu überwinden. Darum können die aus dem Mondinneren austretenden Gase keine Atmosphäre bilden. Unser Erdtrabant besitzt auch kein nennenswertes Magnetfeld, das in der Lage wäre, den Sonnenwind einzufangen und so eine Mond-Magnetosphäre aufzubauen. Ohne die beiden Schutzschilde der Erde, die Atmosphäre und die Magnetosphäre, ist der Mond erbarungslos den lebenszerstörenden kosmischen sowie EUV- und UV-Strahlungen der Sonne ausgesetzt.

Die Gashölle der Erde ist kompressibel. Zerlegt man sie in viele dünne Schichten, dann lasten die höherliegenden jeweils auf den darunterliegenden Schichten und drücken sie zusammen. Das bedeutet, daß die Dichte und das Gewicht der Luft und damit ihr Druck nicht wie in einer inkompressiblen Flüssigkeit von oben nach

unten linear zunehmen, sondern wesentlich stärker anwachsen müssen. Nach einer groben Faustregel ändern sich Druck und Dichte der Atmosphäre pro 16 km Höhenänderung um eine Zehnerpotenz.

3. Zusammensetzung und Aufbau der Atmosphäre

3.1. Chemische Zusammensetzung der Atmosphäre

Die Luft ist ein Gasmisch, dessen beständige Zusammensetzung in den untersten 80 km unserer Atmosphäre durch folgende Tabelle wiedergegeben wird, wobei der Anteil des veränderlichen Wasserdampfgehaltes nicht berücksichtigt ist:

Gas	Volumenanteil	Massenanteil	Molekulargewicht
Stickstoff N ₂	0,7809	0,7552	28,016
Sauerstoff O ₂	0,2095	0,2315	32,000
Argon A	0,0093	0,0128	39,944
Kohlendioxid CO ₂	0,0003	0,0005	44,010
trockene Luft	1,0000	1,0000	28,966

Außer den genannten Gasen sind in der Luft noch verschiedene Edelgase und andere Beimengungen wie Staub, Kondensationskerne und Spaltprodukte kernchemischer Prozesse vorhanden, jedoch in so geringen Mengen, daß die Luft als permanentes Gas mit obiger Zusammensetzung behandelt werden kann, zumal die Siedepunkte der vorhandenen Gase fast ausschließlich unter den in der Atmosphäre vorkommenden Temperaturen liegen.

Absolut trockene Luft tritt in der Atmosphäre praktisch nicht auf, vielmehr ist für das atmosphärische Geschehen der Wasserdampf als das wichtigste Gas zu nennen, dessen Anteil großen örtlichen und zeitlichen Schwankungen unterworfen ist; dieser bewegt sich zwischen 0 und 4 Volumenprozenten. Sein Molekulargewicht beträgt 18,016. Seine Besonderheiten liegen darin, daß sein Anteil mit der Höhe viel rascher abnimmt als die anderen Bestandteile der Luft, und daß er in allen 3 Aggregatzuständen, nämlich als Wasserdampf, Wasser und Eis in der Atmosphäre auftritt. Abgesehen von den Schwankungen des Anteils von Wasserdampf in allen Höhen und der Kohlensäure in Bodennähe — eine Auswirkung der Verbrennungs-, Atmungs- und Assimilationsvorgänge — ist die Zusammensetzung der Luft nach den neueren Untersuchungen infolge dauernder Durchmischung in den unteren 80 km konstant; eine Schichtung nach der Dichte, wie früher vielfach angenommen wurde, ist in diesen Höhen nicht vorhanden.

Wie die Tab. 1 aus „U.S. Standard Atmosphere Supplement 1966“ zeigt, bleibt das relative Molekulargewicht bis 80 km mit einem Wert von 28,96 konstant, um dann mit der Höhe zunehmend schneller abzunehmen. Das bedeutet, daß die atmosphärischen Gasbestandteile sich nach oben zunehmend nach ihrer Beweglichkeit und Dichte ordnen. Unten überwiegen noch die Bestandteile der schwereren und damit trägeren Gase Sauerstoff und Stickstoff, O₂ und N₂, später O und N, während nach oben die leichteren und beweglicheren Gasanteile Helium und Wasserstoff zunehmen. In Bezug auf ihre chemische Zusammensetzung läßt sich die Atmosphäre also in zwei deutlich voneinander getrennte Schichten einteilen:

- 1) *Homosphäre* bis 80 km mit einheitlichem relativen Molekulargewicht und prozentualen Volumenanteilen infolge völliger Durchmischung.
- 2) *Heterosphäre*, etwa ab 90 km, mit nach oben abnehmendem relativen Molekulargewicht und Zunahme der leichteren Gasanteile mit der Höhe.

Die Obergrenze der Homosphäre wird als Ende der unteren Turbulenzschicht „Turbopause“ genannt (Pause = Ende). Sie schwankt zwischen 80 und 90 km Höhe.

Tab. 1
 Relatives Molekulargewicht der Atmosphäre zwischen 80 und 120 km Höhe im Frühling und Herbst

Höhe in km	80	85	90	95	100	105	110	115	120
Molekulargewicht	28,96	28,95	28,94	28,77	28,28	27,86	27,49	27,17	26,90

3.2. Thermischer Aufbau der Atmosphäre

Wie bereits im Abschnitt 1.2. dargelegt wurde, hat die Erdatmosphäre drei Heizschichten:

- 1) Untere Heizschicht, die Erdoberfläche, durch Absorption des sichtbaren Lichtes.
- 2) Mittlere Heizschicht, die Obergrenze der Ozonschicht bei 50 km, durch Absorption der UV-Strahlungen.
- 3) Obere Heizschicht oberhalb 100 km durch Absorption der EUV-Strahlung.

Diese Heizschichten stellen Temperaturmaxima dar. Zwischen ihnen befinden sich natürlicherweise Temperaturminima. Oberhalb der Temperaturmaxima muß die Temperatur mit der Höhe abnehmen, also ein positiver vertikaler Temperaturgradient vorhanden sein.

Unterhalb muß sie mit der Höhe zunehmen, was einen negativen vertikalen Temperaturgradienten bedeutet. In den Extremschichten kehrt sich das Vorzeichen des vertikalen Temperaturgradienten um. Sie bedeuten jeweils das Ende (Pause) der darunterliegenden Schicht gleichen Vorzeichens. Der vertikale Temperaturgradient spielt für die Vorgänge in der Atmosphäre eine sehr wesentliche Rolle. Man hat ihn darum als Maßstab für die Einteilung der Atmosphäre nach thermischen Gesichtspunkten gewählt. Man erhält so zunächst vier Schichten, die durch drei Grenzschichten voneinander getrennt sind:

- 1) Troposphäre bis zur Tropopause in 8–18 km Höhe mit Temperaturabnahme auf Werte von -40 bis -90°C .

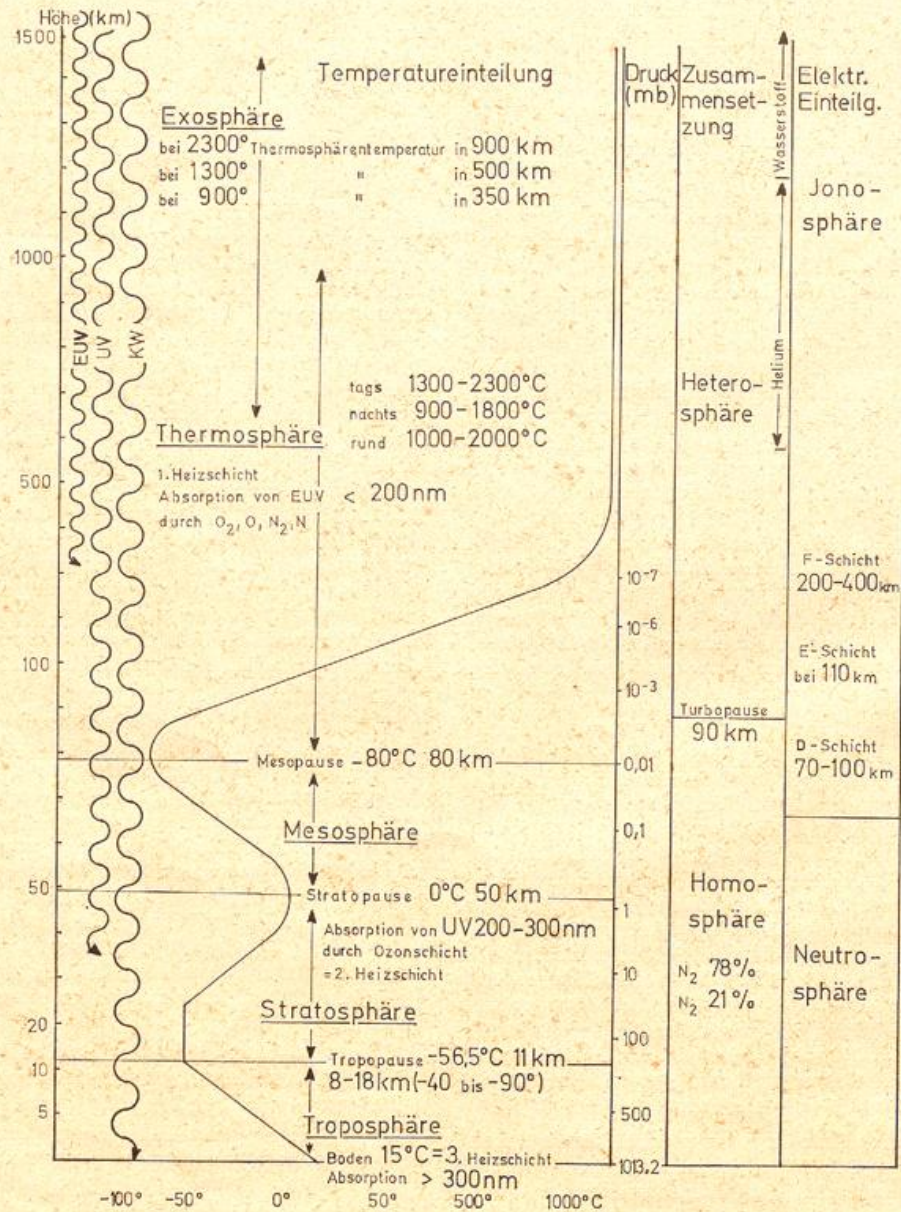


Abb. 7
 Aufbau der Atmosphäre (abgerundete Werte nach der CIRA-Normatmosphäre 1965)

- 2) Stratosphäre bis zur Stratopause in 50 km Höhe mit Temperaturzunahme bis etwa 0° C.
- 3) Mesosphäre bis zur Mesopause in 80 km Höhe mit Temperaturabnahme bis etwa -80° C.
- 4) Thermosphäre bis zur Thermopause in 500 bis 1000 km Höhe mit Temperaturzunahme auf 1000 bis 2000° C.

Darüber liegt eine Übergangsschicht, in der ein dauernder Wechsel von Gasen der Erdatmosphäre in den Weltraum und umgekehrt stattfindet, die also bereits außerhalb der Erdatmosphäre liegt und darum „Exosphäre“ heißt.

- 5) Exosphäre oberhalb 500 bis 1000 km mit weiterer Temperaturzunahme.

Die Abb. 7 enthält links die thermischen Einteilungen der Atmosphäre, die auf abgerundeten Werten der CIRA (Cospar International Reference Atmosphere) — Normatmosphäre von 1965 beruhen. Daneben ist die Druckabnahme mit der Höhe angegeben. Es folgt die Einteilung der Atmosphäre nach ihrer Zusammensetzung, ganz rechts die Einteilung nach dem elektrischen Zustand der atmosphärischen Gaspartikel.

3.2.1. Die Troposphäre

Die untere Schicht der Atmosphäre, die Troposphäre (Durchmischungsschicht), wird im wesentlichen von der unteren Heizschicht, der Erdoberfläche, geprägt. Je stärker das Aufheizen, desto größer und hochreichender wird die vertikale Temperaturabnahme. Darum unterliegt die Temperaturverteilung und die Tropopausenhöhe starken geographischen und jahreszeitlichen Schwankungen. Mittlere Werte sind in der Standardatmosphäre festgelegt, nämlich 15° C im Meeresniveau bei einem Druck von 1013,2 mb und -56,5° C in 11 km Höhe (Höhe der Tropopause). Das ergibt eine vertikale Temperaturabnahme in der Troposphäre von 0,65° C pro 100 m.

In den Tropen sind die jahreszeitlichen Schwankungen der Tropopausenhöhe und -temperatur gering, in polaren Breiten hingegen groß wegen der halbjährigen Schwankung zwischen Tag und Nacht. Die folgende Tab. 2 aus „U. S. Standard Atmosphere Supplements 1966“ zeigt dies deutlich für 15° N, wo es genügt, jährliche Werte anzugeben, und für 45° N, 60° N und 75° N mit mittleren Januar- und Juliwerten.

Für 15° N beträgt die mittlere Tropopausenhöhe 16 500 m und die Tropopausentemperatur -80° C. In 75° N erhält man im Januar eine Tropopausenhöhe von 8 500 m mit -58° C und im Juli von 9 500 m mit -47° C. Selbstverständlich unterliegen auch diese Mittelwerte gewissen Schwankungen. So sind in niedrigen Breiten Tropopausenhöhen bei 20 km gemessen worden und Tropopausentiefsttemperaturen bis -93° C, während polare Tropopausen ohne weiteres bis 6 000 m absinken und Tropopausenhöchsttemperaturen von -40° C annehmen können. Außerdem besteht ein Unterschied zwischen Nord- und Südhalbkugel von etwa 10° im Troposphärenmittel, was sich auch in der bis etwa 10° N verschobenen Lage des Wärmeäquators widerspiegelt. Eine markante Tatsache, die sich auch in den täglichen Temperatursondierungen zeigt, ergibt sich aus diesen mittleren Temperaturprofilen, nämlich die sogenannte Temperaturgegenläufigkeit. Eine warme Troposphäre ist gekoppelt mit kalter und hoher Tropopause und Stratosphärenuntergrenze, und eine kalte Troposphäre mit warmer und tiefer Tropopause und Stratosphärenuntergrenze (Abb. 8).

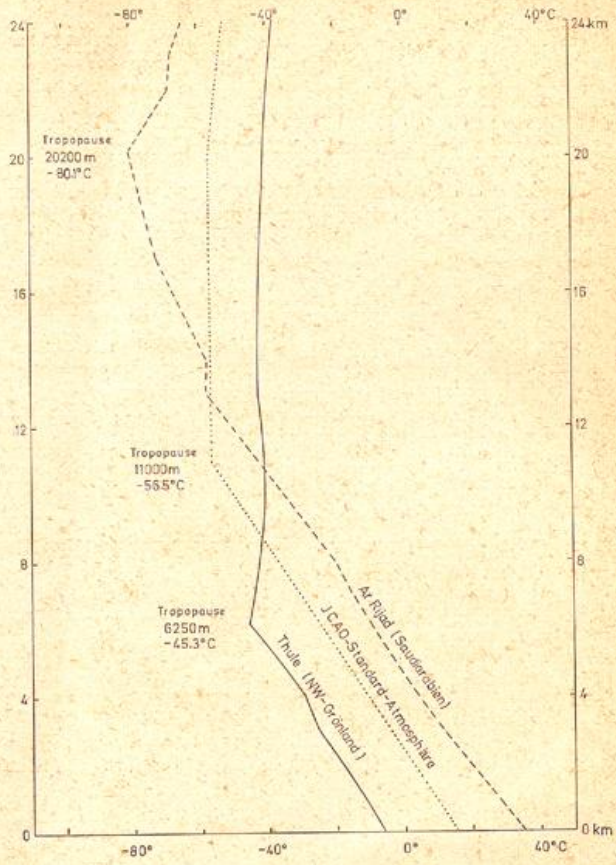


Abb. 8
Thermische Schichtung am 23. 5. 1968, 1200 GMT

In der Troposphäre befinden sich bereits $\frac{3}{4}$ der gesamten Atmosphärenmasse und fast der gesamte Wasserdampfgehalt der Atmosphäre. Darum spielen sich in ihr auch alle Vorgänge ab, für die Wasserdampf erforderlich ist, wie Wolkenbildung und Niederschlagsbildung, wodurch sie zur eigentlichen Wettersphäre wird. Vergleicht man ihre Höhe mit dem Erdradius, so würde sie auf einem Globus von 127 cm Durchmesser nur eine Schicht von 1 mm ausmachen. So klein sind die vertikalen Ausdehnungen unserer Atmosphäre gegenüber den horizontalen der Erdoberfläche.

Trotzdem läßt sich diese dünne Schicht der Troposphäre weiter untergliedern in eine untere Grundschicht, von SCHNEIDER-CARIUS auch *Peplosphäre* (Peplos gr. = Mantel) genannt, und eine obere Advektionsschicht. Die Grundschicht wird von der bodennahen Reibungs- und Konvektionszone gebildet, die als feuchter Mantel die Erdoberfläche umhüllt.

Die Obergrenze dieser feuchten Luftschicht, die Tropopause, wird häufig von Inversionen gebildet und läßt sich sogar in der Vegetation am Hang genügend hoher Gebirge als Sprungschicht der Häufigkeit gewisser Pflanzen nachweisen. Sie schwankt im allgemeinen zwischen 1000 und 2000 m und wechselt je nach Wettertyp. Die Wolken der Grundschicht sind die C_L -Wolken, nämlich die Gattungen St, Sc und Cu, deren Obergrenzen häufig mit der Tropopause zusammenfallen.

Die untersten 2 m der Grundschicht stellen den Hauptlebensraum für Menschen, Tier und Pflanzen dar und sind als „bodennahe Luftschicht“ besonderes Forschungsgebiet der Mikroklimatologie und ihrer Anwendung in der Agrarmeteorologie und Biometeorologie.

Tab. 2

Mittelwerte der Temperaturen in verschiedenen Höhen

Höhe in m	15° N	45° N		60° N		75° N	
	Jahresmittel	Januar	Juli	Januar	Juli	Januar	Juli
0	26,5° C	-1° C	21° C	-16° C	14° C	-24° C	5° C
8 500				-56		-58	
9 500							-47
10 000		-54			-48		
11 500						-59,5	
13 000			-57,5				
13 500							-43
15 000				-56			
16 500	-80						
17 000			-57,5				
19 000		-58				-65,5	
22 000	-58						
23 000					-48		
23 500							-43
25 000				-62			
27 000		-58	-45,5				
30 000						-65,5	-36
47 000	-3	-7,5	+2,5				
48 000					+4		
50 000				-13			
51 000	-3						
52 000		-7,5	+2,5				
53 000					+4		
54 000				+4			
81 000	-96		-107		-112		
84 000		-73,5					
89 000	-96		-107	-71	-112		
90 000		-73,5					
100 000	-74	-45,5	-73	-47	-73		
110 000	-2,5	+9	+22	0			
118 000	+140	+83	+140	+83	+125		

3.2.2. Die Stratosphäre

Die Stratosphäre läßt sich, wie Tab. 2 und Abb. 7 zeigen, deutlich in zwei Teile gliedern:

- 1) eine quasi isotherme Schicht, die in tropischen Breiten (15° N) bis etwa 22 km, in mittleren Breiten (45° N) im Januar bis 32 km und im Juli bis etwa 27 km und in polaren Breiten (60° N) im Januar bis etwa 34 km und im Juli bis 23 km reicht.
- 2) eine Schicht ansteigender Temperatur darüber bis zur Stratopause, die in den Tropen (15° N) zwischen 47 und 51 km mit einer Temperatur von -3° C liegt, in mittleren Breiten (45° N) etwa in derselben Höhe mit Januartemperaturen von -7,5° C und Julitemperaturen von +2,5° C und in polaren Breiten (60° N) zwischen 50 und 54 km mit -13° C und im Juli zwischen 48 und 53 km mit +4° C.

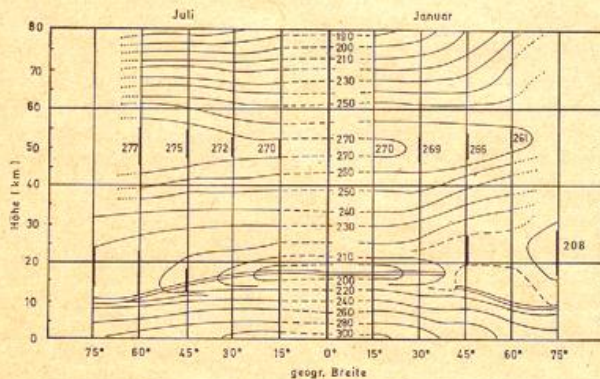


Abb. 9
Vertikaler Temperaturschnitt (in Grad Kelvin) durch die Atmosphäre (aus U. S. Standard Atmosphere Suppl. 1966)

Im Mittel liegt somit die Stratopause bei 50 km Höhe und die Stratopausentemperatur bei 0° C. Letztere ist im Winter wegen der dauernden Polarnacht am Pol kälter als am Äquator und im Sommer wegen der ununterbrochenen Aufheizung der Ozonschicht in polaren Breiten wärmer, so daß ein umgekehrtes horizontales Temperaturgefälle vom Pol zum Äquator entsteht. Diese Verhältnisse sind deutlich in Abb. 9 zu erkennen, die einen Vertikalschnitt der unteren 80 km der Atmosphäre auf Grund von Radiosonden und Raketenanstiegen der Nordhalbkugel über Amerika darstellt. Die linke Seite zeigt die Juli- oder Sommerverhältnisse der Nordhalbkugel, die rechte Seite ihre Januarverteilung. Man kann die Darstellung aber auch als einen Schnitt vom Nordpol zum Südpol im Nordsummer ansehen, wenn links der Nordpol liegt, und im Nordwinter, wenn rechts der Nordpol angenommen wird. Dann setzt man aber voraus, daß die Temperaturverteilung auf der Nord- und Südhalbkugel symmetrisch verläuft, was nicht ganz den Tatsachen entspricht.

3.2.3. Die Mesosphäre

Die Mesosphäre liegt oberhalb vom Temperaturmaximum der Ozonheizschicht und ist darum eine Schicht, in der die Temperatur mit der Höhe um rund 3° pro 1000 m abnimmt. Ihre Obergrenze, die Mesopause, wird von einer Schicht tiefer Temperaturen, die um -80° C schwanken, in einer Höhe zwischen 80 und 90 km gebildet (s. Tab. 2). Der Luftdruck beträgt an der Thermo-pause nur noch 1/100 mb und die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Zusammenstoßen von Luftmolekülen schon etwa 1 mm. Die tiefste bisher bekannte Temperatur der Atmosphäre von -153° C wurde am 17. Juni 1966 über Point Barrow in Alaska in 93 km Höhe bei einem Raketenanstieg gemessen.

Diese tiefen Temperaturen reichen aus, um den dort nur in geringen Spuren vorhandenen Wasserdampf zur Kondensation bzw. Sublimation zu Eiskristallen zu bringen und Eiswolken zu erzeugen. Diese leuchten vor der Morgendämmerung und nach der Abenddämmerung, von der unter dem Horizont stehenden Sonne angestrahlt, hell auf und werden darum „leuchtende Nachtwolken“ genannt. Sie werden aber nur im Sommer und in hohen Breiten beobachtet, weil dann und dort, wie Tab. 2 zeigt, die tiefsten Temperaturen (unter -100°C) gemessen werden, während sie im Winter und in äquatornahen Breiten höher liegen und anscheinend zur Sättigung des Wasserdampfes nicht tief genug sind.

Die tieferen Sommertemperaturen der Mesopause in polaren Breiten lassen sich gegenüber den höheren Wintertemperaturen, trotz der im Sommer dort nicht untergehenden und im Winter nicht aufgehenden Sonne, nur durch Vertikalbewegungen erklären. Im Sommer muß dort in der Mesosphäre aufsteigende Luftbewegung vorherrschen, wobei sich die schon erwähnten, leuchtenden Nachtwolken bilden. Die hohen Temperaturen der winterlichen Mesopause sind zum Teil auf Absinken zurückzuführen. Eine weitere Erwärmung wird dadurch erklärt, daß ionisierte und darum auf einen höheren Energiezustand angehobene Luftbestandteile durch die Absinkbewegung aus der Thermosphäre in die Mesosphäre gelangen und dort ihre Anregungsenergie wieder abgeben, was eine Temperaturerhöhung der winterlichen Mesopause bedeutet.

3.3. Der elektrische Aufbau der Atmosphäre

Die rechte Seite der Abb. 7 zeigt den elektrischen Aufbau der Erdatmosphäre, der sich auf den elektrischen Zustand der einzelnen Gasmoleküle und -atome bezieht.

3.3.1. Die Neutrosphäre

Bis in die obere Mesosphäre befinden sich die Luftmoleküle in einem ungeladenen, elektrisch neutralen Zustand. Man nennt darum diese Schicht bis etwa 70 km „Neutrosphäre“. Selbstverständlich gibt es auch in der Neutrosphäre positiv und negativ geladene Teilchen (Ionen), denn sonst wäre z. B. eine Blitzentladung nicht möglich; aber ihre Anzahl ist gegenüber der Riesenzahl von Molekülen so verschwindend gering, daß sie nicht ins Gewicht fällt.

3.3.2. Die Ionosphäre

Wie in Abschnitt 1.2 dargelegt wurde, spaltet die EUV-Strahlung in den Höhen oberhalb 70 km von den Luftmolekülen und -atomen Elektronen ab und läßt so positiv geladene Partikel, positive Ionen, zurück. Infolge der nach oben rasch zunehmenden mittleren freien Weglängen kommt es nicht mehr zu einer sofortigen Wiedervereinigung der positiven und negativen Partikel, so daß sich Schichten mit stärkeren Konzentrationen von Ionen ausbilden können. Man nennt darum diesen Bereich der Atmosphäre mit elektrischen Schichten „Ionosphäre“. Die unterste, nur zeitweise auftretende elektrische Schicht ist die D-Schicht in 70–100 km Höhe. Ihr folgt nach oben die E-Schicht bei 110 km und die F-Schicht zwischen 200–400 km, die sich in eine untere F_1 -Schicht in etwa 210 km und eine obere F_2 -Schicht in rund 300 km Höhe aufteilt.

Die elektrischen Schichten besitzen die Eigenschaft, Radiowellen bis zu bestimmten Wellenlängen zu reflektieren. Darum gestatten sie einen Kurzwellenempfang über große Entfernungen, der auf direktem Wege wegen der Krümmung der Erdoberfläche nicht möglich wäre. Je dichter die Ionenkonzentration ist, desto kleiner wird die noch reflektierte Wellenlänge.

Die D-Schicht entsteht nur tagsüber und zeitweise durch Ionisation von O_2 -Molekülen durch die 90–100 nm-Strahlung und von NO-Molekülen durch die 110 bis 130 nm-Strahlung und löst sich nachts wieder auf. Sie reflektiert noch keine Radiowellen, sondern dämpft sie nur, was bei starker Ionenkonzentration bis zum völligen Auslöschen und damit zum Zusammenbruch des Funkverkehrs führen kann (Mögel-Dellinger-Effekt).

Die E-Schicht entsteht durch Ionisierung molekularen Sauerstoffs durch weiche Röntgenstrahlung im 10-nm-Bereich. Die maximale Ionenkonzentration ist bereits wesentlich größer als in der D-Schicht und beträgt etwa ein Millionstel Prozent, das heißt, von 100 Millionen Gasparkeln ist nur eines elektrisch geladen. Die Ionisationsstärke folgt dem Sonnenstand, nimmt ab Sonnenaufgang zu, erreicht um Mittag ein Maximum und fällt nach Sonnenuntergang rasch ab. Die Wiedervereinigung von positiven und negativen Ionen ist in der Nacht aber lange nicht vollkommen, so daß die E-Schicht sich nachts nicht auflöst. Diese Schicht wird nach ihrem Entdecker auch „Heaviside-Schicht“ genannt.

Die F-Schicht ist die Schicht stärkster Elektronenkonzentration der Ionosphäre. Sie reflektiert darum die kürzesten der reflektierbaren Rundfunkwellen und ist für den Kurzwellenverkehr von besonderer Bedeutung. Ihre Ionisation erfolgt durch solare EUV-Strahlung zwischen 30 und 100 nm, die Elektronen von atomarem Sauerstoff abspaltet.

3.3.3. Die Plasmosphäre

Die Magnetosphäre der Erde besteht fast nur noch aus positiv geladenen Wasserstoffkernen (Protonen) und den von ihnen abgespaltenen Elektronen. Dieses Gas nennt man „Plasma“ und die daraus bestehende äußere Schicht der Erdatmosphäre oberhalb 1000 km „Plasmasphäre“.

3.4. Die Masse der Erdatmosphäre

Der Druck der Erdatmosphäre beträgt im Meeressniveau 1013,25 mb = 101325 N/m². Multipliziert man diesen Wert mit der Größe der Erdoberfläche von 510 Millionen km² = $5,1 \cdot 10^{14}$ m², so erhält man eine Druckkraft von $1,01325 \cdot 5,1 \cdot 10^{19}$ N. Dividiert man diese Kraft durch die Erdbeschleunigung, ergibt sich die Masse der Erdatmosphäre

$$m = \frac{1,01325 \cdot 5,1 \cdot 10^{19}}{9,81} \text{ kg} = 5,3 \cdot 10^{18} \text{ kg.}$$

Das ist rund ein Millionstel der Erdmasse. Die Hälfte davon befindet sich in den unteren 5500 Metern, und 95 % liegen unterhalb 20 km Höhe.

3.5. Theoretische Atmosphären

Für bestimmte Zwecke hat man theoretische Atmosphären definiert, wie die „Homogene Atmosphäre“, die „Isotherme Atmosphäre“ und die „Adiabatische Atmosphäre“.

3.5.1. Die homogene Atmosphäre

Die homogene Atmosphäre ist eine Atmosphäre gleicher Dichte in allen Höhen. Ihre Höhe läßt sich leicht berechnen. Die Erdatmosphäre hat im Meeressniveau den Normalpunkt $P = 1013,25 \text{ mb} = 101325 \text{ N/m}^2$ und bei 0°C eine Dichte = $1,29 \text{ kg/m}^3$. Nimmt man an, daß diese Dichte wie in einer Flüssigkeit mit der Höhe konstant bleibt, dann läßt sich die Höhe einer solchen homogenen Atmosphäre, die am Boden einen Druck von 101325 N/m^2 erzeugt, mit der Formel für den hydrostatischen Druck

$$P = g \cdot \rho \cdot H \quad \text{oder} \quad H = \frac{P}{g \cdot \rho}$$

leicht berechnen. Man erhält mit einer Erdbeschleunigung $g = 9,81 \text{ m/s}^2$ eine Höhe der homogenen Atmosphäre von

$$H = \frac{101325 \text{ kg m/s}^2 \cdot \text{m}^2}{9,81 \text{ m/s}^2 \cdot 1,29 \text{ kg/m}^3} = 8000 \text{ m.}$$

Die Höhe der homogenen Atmosphäre hat im wesentlichen nur eine theoretische Bedeutung, spielt aber in der Optik und Strahlungslehre eine gewisse Rolle; denn für die Durchlässigkeit der Strahlung ist die Masse der durchstrahlten Luft maßgebend, die man auch als Vielfaches der Höhe der homogenen Atmosphäre bei nicht senkrechter Strahlung angeben kann.

Da die Dichte der Luft mit der Höhe geringer wird und mit abnehmender Temperatur größer wird, gibt es einen ganz bestimmten vertikalen Temperaturgradienten, bei dem die temperaturabhängige und die höhenabhängige Dichteabnahme sich die Waage halten. Dieser vertikale Temperaturgradient der homogenen Atmosphäre beträgt $3,4^\circ \text{ C pro } 100 \text{ m}$.

3.5.2. Die isotherme Atmosphäre

Die isotherme Atmosphäre ist eine Atmosphäre gleicher Temperatur in allen Höhen. Ihre Höhe wird beim Druck $P = 0$ nach der später erklärten barometrischen Höhenformel unendlich. Ihre Halbwertshöhe beim Druck $P = 500 \text{ mb}$ beträgt 5539 m .

3.5.3. Die adiabatische Atmosphäre

Die adiabatische Atmosphäre ist eine Atmosphäre konstanten Wärmeinhaltes mit einem vertikalen Temperaturgradienten von $1^\circ \text{ pro } 100 \text{ m}$. Ihre Höhe ergibt sich nach der barometrischen Höhenformel zu $27,7 \text{ km}$.

4. Wärmehaushalt und Temperatur

4.1. Wärmehaushalt

Alle Bewegungsvorgänge in der Atmosphäre beruhen auf der Energie, die durch die Sonne in Form von Strahlung der Erde zugeführt wird. Von der Gesamtstrahlung der Sonne empfängt die Erde nur einen ganz geringen Bruchteil. An der Grenze der Atmosphäre erhält jeder cm^2 einer zu den Strahlen senkrechten Fläche eine Wärmeleistung von $0,156 \text{ W} = 1,95 \text{ cal pro Minute}$, eine Größe, die als Solarkonstante bekannt ist.

Dieser Wert ist unter anderem wegen der unterschiedlichen Entfernung Erde-Sonne Anfang Januar in Sonnennähe am größten, Anfang Juli in Sonnenferne am kleinsten. Er ist Schwankungen von $\pm 0,04 \frac{\text{cal}}{\text{cm}^2 \text{ min}}$ unterworfen.

Die Verteilung der Strahlungsleistung der Sonne im Wellenlängenbereich $0,3$ bis $2,0$ Mikron (ein Mikron = $1 \mu\text{m} = 10^{-6} \text{ m}$) sowie die Strahlungskurve bei Annahme einer Sonnentemperatur von etwa 6000° C zeigt die Abb. 10.

Dabei definiert man folgende *Strahlungsbereiche*:

- 1) Wellenlängen des sichtbaren Lichtes $0,36$ bis $0,76 \mu\text{m}$,
- 2) Wellenlängen unter $0,36 \mu\text{m}$ ultraviolett,
- 3) Wellenlängen über $0,76 \mu\text{m}$ infrarot.

Auch die Erde gibt entsprechend ihrer Temperatur Strahlungsenergie im langwelligen Bereich der Wärmestrahlung ab. Die Anwendung des Stephan-Boltzmannschen Strahlungsgesetzes und des Wien'schen Verschiebungsgesetzes ergibt für die Sonne ein Maximum der Strahlung bei $0,47$ bis $0,48 \mu\text{m}$ (blaugrün) und für die Erde bei $10,0 \mu\text{m}$. Es ist daher üblich, die kurzwellige Strahlung der Sonne von der langwelligen Strahlung der Erde zu unterscheiden.

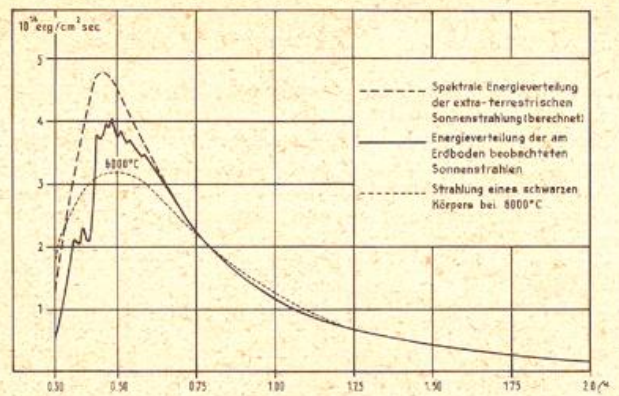


Abb. 10
Spektrale Energieverteilungen
($10^{14} \text{ erg/cm}^2 \text{ s} = 10^6 \text{ kW/m}^2$)

Beim Durchgang durch die Atmosphäre erfährt die Sonnenstrahlung Veränderungen, insbesondere Abschwächungen, die unter der Bezeichnung *Extinktion* zusammengefaßt werden. Für die Extinktion sind vornehmlich 3 physikalische Vorgänge von Bedeutung:

- a) Die *Absorption*, bei der Strahlungs- in Wärmeenergie umgewandelt wird. Absorbierend für die kurzwellige Strahlung der Sonne wirkt von den Gasen im wesentlichen das Ozon der Stratosphäre, das den ultravioletten Teil des Spektrums (UV-Strahlung, Anteil unter 1% der Gesamtstrahlung) fast restlos absorbiert. Der größte Teil der kurzwelligen Strahlung wird von den Wolken, dem Dunst und besonders der Erdoberfläche verschluckt und in Wärme umgewandelt. Absorbierend für die langwellige Strahlung der Erde wirkt der Wasserdampf, das Wasser und das Kohlendioxyd; hierauf beruht der Glashausseneffekt der Atmosphäre.
- b) Die *Reflexion* der Gesamtstrahlung an größeren Teilchen. Reflexion findet an den Wolken, an den Dunstschichten und an der Erdoberfläche statt.
- c) Die *diffuse Zerstreuung* an kleineren Teilchen (Molekülen), deren Durchmesser in der Größenordnung der Wellenlängen liegen. Dabei ist die Wirkung der kleinen Teilchen (blaues Licht zerstreuerd) größer als die von größeren (rotes Licht zerstreuerd). Auf die diffuse Zerstreuung sind die blaue Farbe des wolkenlosen Himmels, die weißliche Farbe trüber Luft und die gelb-roten Farben der Dämmerung zurückzuführen. Die Reflexion und die diffuse Zerstreuung verursachen nur eine Richtungsänderung der Sonnenstrahlung im Gegensatz zur Absorption, die eine Energiewandlung zur Folge hat.

Von der gesamten Sonnenstrahlung werden 42% ($2/5$) von den Luftmolekülen, von den Wolken und der Erdoberfläche, besonders von den mit Schnee bedeckten Gebieten reflektiert, ohne einen Beitrag zur Erwärmung der Lufthülle und Erde geliefert zu haben. Das Verhältnis $\frac{\text{reflektierte Strahlung}}{\text{gesamte Strahlung}}$ nennt man die Albedo; nur die übrigen 58% ($3/5$) der Gesamtstrahlung werden wärmewirksam.

Jeder Körper strahlt seiner Temperatur entsprechend immer Wärmeenergie aus. Ändert sich seine Temperatur nicht, so ist die Zustrahlung gleich der Ausstrahlung. Bei Temperaturänderung sind beide Größen ungleich. Hierbei ist von einem Wärmetransport durch Wärmeleitung abgesehen. Bei der Strahlung handelt es sich im Gegensatz zur Wärmeleitung um eine Energieübertragung auf Distanz, die demnach auch im Vakuum vorhanden ist. Auch die Atmosphäre gibt Wärmeenergie, die sie durch Absorption von langwelliger

Strahlung der Sonne und der Erde aufgenommen hat, wieder durch eine langwellige Strahlung (entsprechend ihrer Temperatur) als „Gegenstrahlung“ ab.

4.2. Temperatur

Physikalisch betrachtet ist die Temperatur ein Maß für den Wärmezustand einer Masse, sie wird durch die mittlere Geschwindigkeit der Moleküle dieser Masse bestimmt. Bei absoluter Ruhe aller Moleküle herrscht die Absolute Temperatur $T = 0^\circ \text{K}$ (Grad Kelvin, nach dem englischen Physiker Lord KELVIN 1824–1907). In der Praxis wird die Temperatur (dann mit t abgekürzt) in Grad Celsius ($^\circ \text{C}$) gemessen; diese Scala hat als Fixpunkte: $0^\circ \text{C} =$ Temperatur schmelzenden Eises, $100^\circ \text{C} =$ Temperatur siedenden Wassers bei einem Luftdruck von 760 mm Hg = 1013,2 mb. Ein Celsiusgrad ist also der hundertste Teil des Abstandes zwischen Gefrierpunkt und Siedepunkt des Wassers. In den angelsächsischen Ländern wird zum Teil noch die Fahrenheitskala ($^\circ \text{F}$) benutzt, bei welcher der Gefrierpunkt bei 32°F und der Siedepunkt des Wassers bei 212°F liegt.

In enger Abhängigkeit von den Strahlungsverhältnissen steht die mittlere Temperaturverteilung auf der Erde, die hohe Werte am Äquator und tiefe am Pol erbringen muß. Einen Überblick über die jährliche Globalstrahlung (direkte Sonnenstrahlung + diffuse Himmelsstrahlung), die der Erde in den einzelnen Breiten zugeht, gibt die Nr. 1 der Wandkartenserie „Die Atmosphäre der Erde“ von R. GEIGER. Sie läßt erkennen, daß nicht die astronomisch günstigsten Gebiete am Äquator, sondern die wolkenarmen Subtropengebiete auf beiden Halbkugeln die meiste Sonnenstrahlung erhalten.

Die Darstellung langjähriger Temperaturmittel auf der Erde ergibt, daß weitere Faktoren die Temperaturverteilung beeinflussen. Hierzu gehören die ungleichmäßige Verteilung von Land und Meer sowie die Meeresströmungen. Über dem Meer ist die Lufttemperatur im Winter höher und im Sommer niedriger als über Land. Ferner transportieren die warmen Meeresströmungen (z. B. der Golfstrom) Wassermassen von Süden nach Norden, die auf die darüberliegende Luft temperaturrehöhend wirken. Umgekehrt verhält es sich bei kalten Meeresströmungen (z. B. dem Labradorstrom). Aufschluß darüber gibt die Karte Nr. 2 der GEIGERschen Wandkartenserie (s. o.). Allgemein sind nördlich 40° Breite die Ostseiten der Ozeane wärmer, südlich davon bis zum Äquator sind sie kälter als die Westseiten.

Über dem Festland sind die jährlichen Temperaturschwankungen größer als über dem Meer, wie später bei der Behandlung des jährlichen Ganges der Temperatur erläutert wird. Die Ursache dafür liegt nicht so sehr in der größeren Wärmeaufnahmefähigkeit (spezifischen Wärme) des Wassers oder gar dem tieferen Eindringen der Strahlung ins Wasser, sondern hauptsächlich in der ständigen Durchmischung des Wassers infolge Wind und Wellenbewegungen und damit der Erwärmung dickerer Wasserschichten.

Wie wir bereits früher gesehen haben, verbleibt von der kurzwelligen Sonnenstrahlung (direkte und diffuse) nur der geringste Teil der Wärme in der Atmosphäre. Der größte Teil wird von der Erdoberfläche absorbiert, die dadurch erwärmt wird.

Die Zufuhr der Sonnenenergie an die Atmosphäre erfolgt überwiegend über den Umweg Erdoberfläche. Die Luft wird praktisch allein vom Erdboden aus erwärmt. Bei der Übertragung der Temperatur der Erdoberfläche an die Luft sind folgende Vorgänge beteiligt:

- a) Die langwellige *Wärmestrahlung* des Erdbodens, die besonders infolge Absorption durch den Wasserdampf der Luft in den untersten Schichten festgehalten wird. Hingewiesen wird auf die Unterschiede der Extreme zwischen Erdboden- und Hüttentemperatur an Strahlungstagen und -nächten.
- b) Die *Wärmeleitung* von der Erdoberfläche an die sie berührenden Luftmoleküle, die jedoch unbedeutend ist.
- c) Die *Turbulenz*. Unter Turbulenz versteht man einen nach Richtung und Stärke schwankenden (böigen) Wind. Dadurch erfolgt auch ein vertikaler Austausch von kleineren und größeren Luftquanten infolge der Zellenstruktur der Atmosphäre. Das führt ebenfalls zu Wärmeaustausch und hat die gleiche Wirkung wie die Konvektion. Konvektion und Turbulenz zusammen werden als Massenaustausch bezeichnet; meßtechnisch sind sie oft nicht zu trennen. Das Fehlen der Turbulenz in einer Strahlungsnacht führt häufig zu einer Bodeninversion.
- d) Die *Konvektion*. Unter Konvektion versteht man das Auf und Absteigen größerer Luftballen in unregelmäßiger Folge. Die vom Boden erwärmte Luft steigt infolge geringer Dichte auf, wobei kühlere Luft aus der Höhe herabsinkt. Die aufsteigende Bewegung entwickelt sich von den schimmernden Schlieren bis zum Thermikschlauch. Konvektion kann leicht durch Blasen von Zigarettenrauch über eine Heizplatte sichtbar gemacht werden. In der Natur ist sie beim Einsetzen der Kondensation durch Cumulusbewölkung zu erkennen.
- e) Die *Verdunstung* am Boden verbraucht Wärme, die bei aufsteigender Bewegung infolge Kondensation in der Höhe wieder frei wird. Bei Wiederverdunstung des Wolkenwassers wird die Kondensationswärme wieder verbraucht.

Während die Wärmeleitung für die Übertragung der Wärme der Erdoberfläche an die über ihr liegende Luft keine Rolle spielt, ist sie für den Wärmenachschub vom Erdinnern zur Erdoberfläche von Bedeutung. Beispiele dafür sind die starke Abkühlung der Oberfläche einer Schneedecke gegenüber festem Boden, da Schnee im Vergleich zu fester Erde ein sehr schlechter Wärmeleiter ist, oder die Tau- und Reifbildung an den Grasspitzen, nicht am Erdboden selbst.

Die Einstrahlungs- und Ausstrahlungsverhältnisse am Tage wie im Jahr führen zu einem täglichen und jährlichen Temperaturgang, der in unseren Breiten jeweils ein Minimum und Maximum aufweist. Die übrigen Elemente ändern sich ebenfalls periodisch alle 24 Stunden, soweit deren Gang mit der Temperatur verknüpft ist.

Das Minimum der Temperatur liegt kurz vor Sonnenaufgang, wenn sich ein Gleichgewicht zwischen der Gegenstrahlung der Atmosphäre und der nächtlichen Ausstrahlung des Bodens eingestellt hat. Das Temperaturmaximum tritt etwa 2 Stunden nach dem höchsten Stand der Sonne ein. Die Temperaturschwankung (Amplitude) hängt von der geographischen Breite, der Jahreszeit, der Unterlage (Wasser, Erde, bewachsen, unbewachsen usw.), der Bewölkung sowie der Bodengestalt (konvex, konkav) ab. Die Temperaturschwankung ist am größten über Land, am kleinsten über See; sie nimmt mit der Höhe ab und ist oberhalb der Grundschicht in der freien Atmosphäre kleiner als 1°C .

Der jährliche Temperaturgang zeigt ähnliche Abhängigkeiten wie der tägliche. Beim normalen Typ (Gegensatz: tropischer und polarer Typ, Monsuntyp) liegt in unseren Breiten ein Minimum Ende Januar und ein Maximum Ende Juli, also einen Monat nach Sonnentiefst- bzw. -höchststand. Wie die Amplitude auf dem Ozean abgeschwächt und die Extreme gegenüber dem Land

verspätet eintreten, soll eine Zusammenstellung der Monatsmitteltemperaturen für zwei Orte auf dem 60° Breitengrad zeigen (nach F. MÖLLER).

60° Breite	J	F	M	A	M	J
ozeanisch	-3,2° C	-3,4	-3,5	-1,6	0,3	3,2
kontinental	-24,4° C	-19,5	-10,0	0,7	10,7	20,6
60° Breite	J	A	S	O	N	D
ozeanisch	4,4° C	4,7	3,2	0,7	-2,0	-2,8
kontinental	24,2° C	20,0	12,5	0,9	-13,8	-22,3

Das Gebiet mit den höchsten Jahresmitteltemperaturen fällt nicht mit dem Äquator zusammen, sondern wandert von 20° Nord im Nordsommer bis zum Äquator im Südsommer. Im Gegensatz zum geographischen spricht man hier vom „thermischen“ Äquator.

5. Luftdruck

5.1. Definition des Luftdruckes

Der Druck (P) ist in der Physik definiert als Druckkraft (F = Force), dividiert durch die gedrückte Fläche (A = Area)

$$P = \frac{F}{A}$$

Als Druckkraft wirkt im allgemeinen die Gewichtskraft eines Körpers. Darum ist der Luftdruck nichts anderes als das Gewicht der Luft pro Flächeneinheit. Nach der kinetischen Gastheorie ist die Druckkraft die Folge der von den aufprallenden Gasmolekülen ausgeübten Stöße. Da alle Bewegungsrichtungen der Moleküle gleichmäßig vorkommen, spielt die Lage der Fläche oder Gefäßwand keine Rolle.

5.2. Einheiten des Luftdruckes

Nach der Definition Druck = Kraft/Fläche ist die Einheit des Druckes im MKS-System (Meter-Kilogramm-Sekunden) = $\frac{N(\text{Newton})}{m^2} = \frac{kg \cdot m}{s^2 \cdot m^2}$

Eine heute in der Physik weniger gebräuchliche Druckeinheit ist das $\frac{dyn}{cm^2} = \frac{g \cdot cm}{s^2 \cdot cm^2} = 0,1 \frac{N}{m^2}$

In der Meteorologie ist als Druckeinheit Bar (b) oder Millibar (mb) eingeführt. Ein Bar sind 10^6 dyn/cm^2 oder 10^5 N/m^2 und ein mb 100 N/m^2 .

Eine andere in der Meteorologie leider noch gebräuchliche Einheit ist „mm Quecksilbersäule“, abgekürzt mm Hg oder „Torr“ nach TORRICELLI, auf den die Luftdruckmessung mit dem Quecksilberbarometer zurückgeht.

1 mm Hg oder 1 Torr ist der Druck, den eine Quecksilbersäule von 1 mm Höhe und einer Temperatur von 0° C am Normort ausübt, also bei einer Schwerebeschleunigung $g_0 = 980.665 \text{ cm/s}^2$. Aus der Definition dieser Druckeinheit ergibt sich, daß bei einer Messung mit einem Hg-Barometer die Bedingung 0° C Quecksilbertemperatur und Normalschwere erfüllt sein müßten. Da diese Bedingungen normalerweise nicht erfüllt sind, muß der abgelesene Wert, der Barometerstand, korrigiert werden durch Berücksichtigung der Temperaturkorrektur und der Schwerekorrektur.

Nach der hydrostatischen Gleichung $P = g \cdot \rho \cdot h$ erhält man für die Umrechnung von Torr in mb:
 $1 \text{ mm Hg} = 981 \cdot 13,6 \cdot 0,1 \text{ dyn/cm}^2 = 1,33 \text{ mb} = 4/3 \text{ mb}$,
 $1 \text{ mb} = 3/4 \text{ mm Hg} = 0,75 \text{ mm Hg}$.

In der Physik gibt es noch die Einheit der Normatmosphäre: 1 atm = 760 mm Hg = 1013,25 mb, auf die alle druckabhängigen physikalischen Größen bezogen sind.

Die Technik verwendet die technische Atmosphäre: 1 at = 1 kp/cm² (kp = Kilopond ist die Einheit der Ge-

wichtskraft; das ist die Kraft, mit der die Masse 1 kg am Normort von der Erde angezogen wird).

5.3. Isobaren und Druckgebilde

5.3.1. Reduktion des Luftdruckes auf NN

Das Gewicht der Luftsäule über dem Beobachtungsort ist selbstverständlich um so größer, je tiefer sich dieser am Grunde des Luftmeeres befindet, je geringer also seine Höhe über dem Meeresniveau ist. Man erhält darum von der Höhe des Beobachtungsortes abhängige Druckwerte, die nicht miteinander vergleichbar sind. Um eine Vergleichbarkeit zu erreichen, muß man alle Messungen auf ein einheitliches Niveau beziehen. Als Bezugsniveau hat man die mittlere Meereshöhe (NN) gewählt. Bei der Reduktion des Luftdruckes auf NN ist zum Luftdruck am Beobachtungsort (QFE) der Druck der Luftschrift zwischen Beobachtungsort und Meeresniveau zu addieren, bei Stationen unter NN zu subtrahieren (Abb. 11).

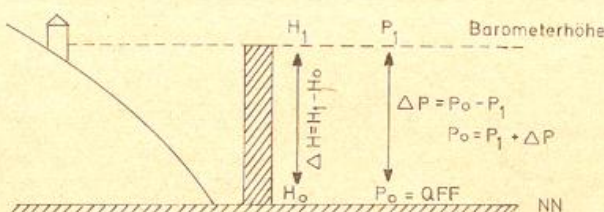


Abb. 11
Reduktion des Luftdruckes auf NN

Der Druck dieser Luftschrift ergibt nach der statischen Grundgleichung:

$$\Delta p = g \cdot \rho_m \cdot \Delta H$$

Er hängt also ab:

- 1) von der Höhe des Ortes über NN,
- 2) von der mittleren Dichte ρ_m der Luftschrift und darum von ihrer Temperatur und ihrem Wasserdampfgehalt

Da die letzten beiden Größen täglich und jährlich Schwankungen unterliegen, muß man mittlere Werte annehmen, die oft stark von der Wirklichkeit abweichen und dann zu entsprechenden Reduktionsfehlern führen.

Für die Reduktion des Luftdruckes auf NN gibt es Tabellen, die mit der Hüttentemperatur und der Annahme einer Temperaturzunahme nach unten von 0,65° C pro 100 m und einer bestimmten mittleren Jahresfeuchte des entsprechenden Landes berechnet sind (siehe dazu Beobachtungshandbuch).

Reduktionsfehler

An Stationen mit starken Bodeninversionen ist die Hüttentemperatur gegenüber dem normalen Temperaturverlauf zu tief und man erhält dann für solche Stationen einen zu hohen Reduktionswert und darum einen zu hohen Luftdruck im Meeresniveau. Dadurch können Talstationen mit Kaltluftseen gegenüber Hangstationen ohne Inversion bei gleicher Seehöhe und gleichem QFE erhebliche Druckunterschiede aufweisen.

Darum sind auch die Druckwerte in den Mittagskarten nach Auflösung der Bodeninversionen im allgemeinen wesentlich einheitlicher als in der Morgenkarte. Steigt z. B. in München bei gleichbleibendem Druck in Stationshöhe die Temperatur von morgens bis mittags nur um 10° C an, so erniedrigt sich durch die verschiedene Ausgangstemperatur bei der Reduktion der Luftdruck im Meeresniveau um rund 3 mb. Der Fehler wächst mit der Stationshöhe.

5.3.2. Isobaren

Verbindet man in einer Wetterkarte alle Stationen, die denselben Luftdruck haben, so erhält man Isobaren, Linien gleichen Luftdruckes. Diese Linien werden normalerweise von 5 mb zu 5 mb gezeichnet. Die Definition der Isobare fordert, daß sich zwei Isobaren niemals schneiden oder berühren dürfen, denn sonst hätte der Schnittpunkt gleichzeitig zwei verschiedene Luftdruckwerte.

5.3.3. Druckgebilde

Bei ausreichender Größe des Wetterkartenausschnittes treten in sich geschlossene Isobaren auf, wobei die Kerngebiete dieser geschlossenen Isobaren entweder ein Gebiet relativ hohen Druckes, ein Hochdruckgebiet, oder eine Zone relativ niedrigen Druckes, ein Tiefdruckgebiet, einschließen. Im meteorologischen Sprachgebrauch wird ein Hochdruckgebiet einfach als „Hoch“ (H), englisch „High“ (H) und ein Tiefdruckgebiet als „Tief“ (T), englisch „Low“ (L) bezeichnet.

Ein Tief wird von der Luft in einer Ringströmung gegen den Uhrzeigersinn umflossen, ein Hoch im Uhrzeigersinn. Beides sind also Wirbelströmungen um das Druckzentrum. Eine Strömung gegen den Uhrzeigersinn im Sinne der Erddrehung nennt man zyklonal, im Uhrzeigersinn antizyklonal. Darum ist das Tief ein zyklonaler Wirbel mit positiver Wirbelgröße (positiv im Sinne der Erddrehung) und das Hoch ein antizyklonaler Wirbel mit negativer Wirbelgröße. Man nennt das Tief aus diesem Grunde auch „Zyklone“ und das Hoch „Antizyklone“.

Je nach der Form der Isobaren werden die Druckgebilde wie folgt eingeteilt (Abb. 12):

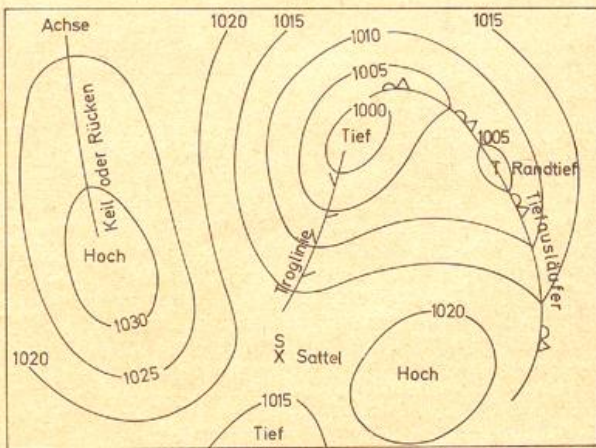


Abb. 12
Druckgebilde

Tiefdruckgebiete

- 1) Tief oder Zyklone,
- 2) Randtief
- 3) Tiefdrucktrog, Tiefausläufer, Tiefdruckrinne.

Das *Tief* ist ein von mehr oder weniger Isobaren umschlossenes Gebiet relativ niedrigen Druckes, dessen Zentrum den tiefsten Druck aufweist.

Das *Randtief* ist ein kleines Tief innerhalb eines ausgedehnten Tiefs und wird darum wenigstens noch von einer Isobare des Haupttiefs umschlossen.

Der *Tiefdrucktrog*, kurz *Trog* genannt, ist nach internationaler Definition eine langgestreckte Zone tiefen Druckes mit Tiefstwerten entlang einer Linie, der Troglinie oder Trogachse, die gleichzeitig die Linie stärkster Isobarenkrümmung darstellt.

Ist die Linie stärkster Isobarenkrümmung eine Front, dann bezeichnet man sie im deutschen Sprachgebrauch als *Tiefausläufer*. Wird eine langgestreckte Tiefdruckzone nicht von Isobaren durchquert, spricht man von einer *Tiefdruckrinne*.

Hochdruckgebiete

- 1) Hoch oder Antizyklone,
- 2) Hochdruckkeil oder Hochdruckrücken.

Das *Hoch* ist ein von mehr oder weniger Isobaren umschlossenes Gebiet relativ hohen Druckes, dessen Zentrum den höchsten Druckwert besitzt.

Der *Hochdruckkeil* oder der *Hochdruckrücken* ist eine langgestreckte Zone hohen Druckes mit Höchstwerten entlang einer Linie, der Keillinie oder Keilachse, die gleichzeitig die Linie stärkster antizyklonaler Isobarenkrümmung darstellt. Verbindet die Keilachse zwei Hochdruckgebiete, dann spricht man von einer *Hochdruckbrücke*.

Sattelpunkt (S)

Der *Sattelpunkt* ist der Ort tiefsten Druckes zwischen zwei Hochdruckgebieten und gleichzeitig der Ort höchsten Druckes zwischen zwei Tiefdruckgebieten.

5.4. Druckänderung und Isallobaren

Der Luftdruck eines Ortes ist zeitlichen Schwankungen unterworfen. Diese Schwankungen setzen sich aus einem unregelmäßigen Teil zusammen, der hauptsächlich mit den wandernden Hoch- und Tiefdruckgebieten und ihrer Entstehung zusammenhängt und einem regelmäßigen Teil, der vom Tagesgang des Luftdruckes herrührt. Die unregelmäßigen Schwankungen sind im Bereich des planetarischen Frontalstromes, in der Westdrift der gemäßigten Breiten um etwa zwei Zehnerpotenzen größer als die regelmäßigen Schwankungen des Tagesganges und nehmen zum Äquator hin ab. Dort haben umgekehrt die Tagesschwankungen ihr Maximum und übertreffen die unregelmäßigen Druckänderungen.

In die Bodenwetterkarte werden die 3stündigen Druckänderungen – auch Tendenz genannt – eingetragen. Verbindet man alle Stationen mit gleicher Tendenz, so erhält man Linien gleicher Druckänderung, die Isallobaren. Die positiven Isallobaren sind Drucksteigerungen und werden im Zentrum mit einem + gekennzeichnet, die negativen Isallobaren (–) sind Druckfallgebiete.

5.5. Täglicher Gang des Luftdruckes

Neben unregelmäßigen Druckänderungen enthält der Druckverlauf einer Station den regelmäßigen Anteil der sogenannten „halbtägigen planetarischen Druckwelle“. Diese halbtägige Druckschwankung hat am Äquator ein Maximum, und ihr Ausschlag nimmt nach den Polen hin ab. Darum ist sie in den Druckregistrierungen des sonst nur geringen Schwankungen unterliegenden Druckes der tropischen Breiten sehr gut zu erkennen, während sie in unseren Breiten durch die starken Druckänderungen in der planetarischen Westdrift so stark überdeckt ist, daß sie nur bei störungsfreien Wetterlagen sichtbar wird. Die Abb. 13 zeigt ein Beispiel der halbtägigen Druckwelle unserer Breiten, nämlich die Monatsmittel der Jahre 1893–1922 des täglichen Druckganges in Potsdam. Der Abstand der aufeinander folgenden Nulllinien entspricht dabei 0,4 mb. Die Amplitude dieser Welle erreicht im Laufe des Jahres zweimal Höchstwerte zur Zeit der Äquinoktien Ende März und Ende September mit wenigen Prozent über der mittleren Jahresamplitude und zur Zeit der Solstitien Tiefstwerte mit wenigen

Prozent darunter. Die täglichen Maxima der Welle liegen um 9.45 Uhr und 21.45 Uhr Ortszeit und die Minima um 3.45 und 15.45 Uhr Ortszeit. Die Amplitude besitzt am Äquator einen Maximalwert von 1.3 mb, der zum Pol hin gegen Null abnimmt. Die Welle schreitet mit der Winkelgeschwindigkeit der Erde gegenüber der Sonne von 15° pro Stunde von Ost nach West um die Erde herum fort.

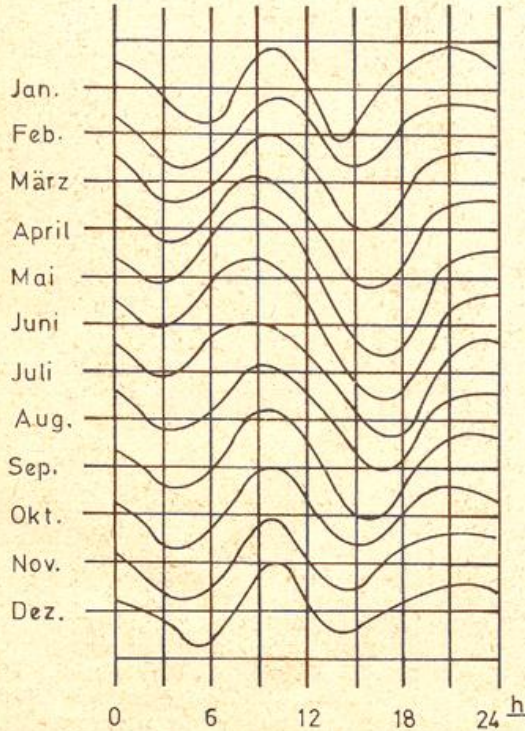


Abb. 13
Monatlicher Mittelwert des täglichen Druckganges in Potsdam 1893 bis 1922 (nach HANN-SÜRING)

5.6. Druckänderung mit der Höhe

5.6.1. Die statische Grundgleichung

In Flüssigkeiten nimmt der Flüssigkeitsdruck p nach der hydrostatischen Gleichung mit der Tiefe h wie folgt zu:

$$p = g \cdot \rho \cdot h$$

wobei ρ = Dichte der Flüssigkeit. [1]

Der Druckunterschied $p_2 - p_1 = \Delta p$ zwischen der Tiefe h_2 und h_1 beträgt dann:

$$\Delta p = p_2 - p_1 = g \cdot \rho \cdot (h_2 - h_1)$$

$$h_2 - h_1 = \Delta h$$

$$\Delta p = g \cdot \rho \cdot \Delta h$$
 [2]

Auf Gase lassen sich diese Betrachtungen ohne Einschränkung nicht anwenden, weil ihre Dichte nicht konstant ist. Wegen der Zusammendrückbarkeit der Gase nimmt ihre Dichte mit zunehmender Belastung durch die darüberliegende Gasmasse mit der Tiefe zu. Wählt man aber nur geringe Höhenunterschiede, so daß die Dichte der Luft annähernd konstant angenommen werden kann, dann läßt sich Gleichung [2] auch für die Luft anwenden. Da man die Höhe h im Luftmeer von unten nach oben zählt und nicht wie die Tiefe in einer Flüssigkeit von oben nach unten, muß man einer Seite der Gleichung [2] ein negatives Vorzeichen geben. Wählt man für h die vertikale Koordinate z , so erhält man die statische Grundgleichung:

$$-\Delta p = g \cdot \rho \cdot \Delta z$$
 [3]

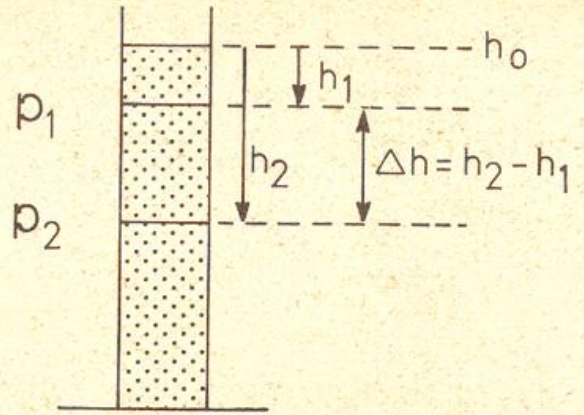


Abb. 14
Hydrostatischer Druck

5.6.2. Die barometrische Höhenformel und Höhenstufe

Nach der Gasgleichung für trockene Luft ist:

$$\rho = \frac{p}{R_L \cdot T}$$
 [4]

R_L = Gaskonstante für trockene Luft
 T = absolute Temperatur der Schicht.

Setzt man [4] in [3] ein, so erhält man die statische Grundgleichung in der Form

$$-\Delta p = \frac{g \cdot p}{R_L \cdot T} \cdot \Delta z$$
 [5]

oder

$$-\frac{\Delta z}{\Delta p} = \frac{R_L \cdot T}{g \cdot p}$$
 [6]

Mit $g = 9,81 \frac{m}{sec^2}$ und $R_L = 287 \left[\frac{m^2}{sec^2 \cdot Grad} \right]$

ergibt sich $-\frac{\Delta z}{\Delta p} = 29,25 \cdot \frac{T}{p} \left[\frac{m}{mb} \right]$ [7]

Für $\Delta p = 1$ mb erhält man den zugehörigen Höhenunterschied oder die „barometrische Höhenstufe“ in Metern pro mb

$$\frac{\Delta z}{1 \text{ mb}} = 29,25 \cdot \frac{T}{p} \left[\frac{m}{mb} \right]$$
 [8]

Die barometrische Höhenstufe ist demnach proportional zur absoluten Temperatur T und umgekehrt proportional zum Druck p . Die folgende Tabelle gibt die barometrische Höhenstufe in m für die Hunderter-Isobarenflächen bei verschiedenen Temperaturen an.

Tab. 3

Druck in mb

Temp. °C	1000	900	800	700	600	500	400	300	200	100
30°	8,9	9,9	11,2	12,7	14,8	17,8	22,4	29,7	44,8	89
0°	8,0	8,9	10,0	11,9	13,2	16,0	20,0	26,7	40,0	80
-30°	7,1	7,9	8,9	10,2	11,8	14,2	17,8	23,7	35,6	71
-60°	6,2	6,9	7,8	8,9	10,4	12,4	15,6	20,7	31,2	62

Die reziproken Werte dieser Tabelle ergeben die Druckänderung in mb pro 1 m Höhenunterschied. So erhält man bei 0° C und 1000 mb pro 1 m Höhenunterschied eine Druckänderung von 1/8 mb.

Gleichung [5] läßt sich auch wie folgt schreiben:

$$\Delta z = \frac{-R_L \cdot T}{g} \cdot \frac{\Delta p}{p}$$
 [9]

dabei ist T die mittlere absolute Temperatur der Schicht Δp und p ihr mittlerer Druck. Mit Gleichung [9] lassen sich von unten nach oben aufbauend die Dicken kleinerer Schichten zwischen zwei Druckwerten berechnen, z. B. von 10 zu 10 mb. Addiert man dann sämtliche

10-mb-Schichten, so erhält man die Dicke größerer Druckintervalle, z. B. zwischen 1000 mb und 500 mb.

Die Mathematik liefert ein einfaches Hilfsmittel für diese Summation. Sie verkleinert zunächst sämtliche Intervalle Δz und Δp zu winzig kleinen Intervallen dz und dp und erhält so die Differentialform der barometrischen Höhenformel

$$dz = - \frac{R_L \cdot T}{g} \cdot \frac{dp}{p} \quad [10]$$

Dann summiert sie die fast unendlich vielen kleinen Intervalle durch das Integral, was in der Zeichensprache der Mathematik wie folgt aussieht:

$$\int_{z_1}^{z_2} dz = - \frac{R_L}{g} \int_{p_1}^{p_2} T \frac{dp}{p} \quad [11]$$

Das Ergebnis dieser Summierung ergibt die barometrische Höhenformel:

$$z_2 - z_1 = \frac{R_L \cdot \bar{T}}{g} \ln \frac{p_1}{p_2} \quad [12]$$

\bar{T} ist die mittlere Temperatur der gesamten Schicht zwischen p_1 und p_2 , \ln ist der natürliche Logarithmus. Der natürliche Logarithmus läßt sich in den Briggschen Logarithmus (\log) umwandeln, wenn man mit dem Faktor 2,3026 multipliziert, so daß die Formel [12] sich umwandelt in:

$$z_2 - z_1 = 2,3026 \cdot \frac{R_L \cdot \bar{T}}{g} \cdot \log \frac{p_1}{p_2} \quad [13]$$

Setzt man für R_L und g die entsprechenden Werte ein, dann wird

$$z_2 - z_1 = 67,4 \cdot \bar{T} \log \frac{p_1}{p_2} \quad [14]$$

Die Formel [14] zeigt, daß der Abstand $z_2 - z_1$ zweier Isobarenflächen mit dem Druck p_1 und p_2 bei hohen Temperaturen größer ist als bei tiefen Temperaturen.

Ist $p_2 = \frac{1}{2} p_1$, so wird $\log \frac{p_1}{p_2} = \log 2$. Man erhält dann bei konstanter Temperatur für jede Halbierung des Druckes eine Zunahme der Höhe um denselben Wert, nämlich bei 0°C um 5546 m.

Zum Beispiel: Die 500-mb-Fläche liegt bei einer Mitteltemperatur von 0°C rund 5500 m über der 1000-mb-Fläche. Derselbe Wert ergibt sich für die Höhe der 250-mb-Fläche über 500 mb, der 125-mb-Fläche über der 250-mb-Fläche, der 400-mb-Fläche über der 800-mb-Fläche usw.

Diese Betrachtungen gelten nicht nur für das Verhältnis von $p_1 : p_2 = 2 : 1$, sondern für jedes konstante Verhältnis, also auch für $3 : 1, 4 : 1, \dots, 10 : 1$. Die 100-mb-Fläche liegt in der Standardatmosphäre etwa 16 km über der 1000-mb-Fläche. Darum liegt die 10-mb-Fläche weitere 16 km hoch, also in 32 km Höhe. Eine Druckabnahme von einer Zehnerpotenz bedeutet eine Höhenzunahme von 16 km. Die 50-mb-Fläche liegt 16 km über der 500-mb-Fläche, also $5,5 + 16 = 21,5$ km hoch, die 5-mb-Fläche $5,5 + 16 + 16 = 37,5$ km.

Die Gleichungen [3] bis [14] gelten nur unter der Bedingung, daß die Luft keinen Wasserdampf enthält. Da die Dichte des Wasserdampfes nur $\frac{5}{8}$ der Dichte trockener Luft beträgt, ist die Dichte feuchter Luft etwas geringer als die trockener Luft, und die Gasgleichung [4], die nur für trockene Luft gilt, ist nicht mehr anwendbar. Mit einem physikalischen Trick kann man beide Seiten der Gleichung [4] wieder in Übereinstimmung bringen. Man kann nämlich die Dichte trockener Luft durch Erwärmung verringern, bis sie dieselbe Dichte hat wie die leichtere feuchte Luft. Den Temperaturzuschlag, den man der trockenen Luft dazu erteilen muß,

nennt man „Virtuellzuschlag“ und die um den Virtuellzuschlag erhöhte Temperatur „Virtuelltemperatur“. Die Virtuelltemperatur T_v erhält man annähernd nach der Formel:

$$T_v = T (1 + 0,6 m) \quad [15]$$

wobei m das Mischungsverhältnis in g/g und T die absolute Temperatur bedeuten.

Mit der Gleichung [15] lassen sich die Gleichungen [5] bis [14] auch für feuchte Luft verwenden, wenn man statt T die Virtuelltemperatur T_v einsetzt.

Die Virtuelltemperatur T_v der feuchten Luft ist dabei gleich der Temperatur T derjenigen trockenen Luft, welche (bei gleichem Druck) dieselbe Dichte besitzt.

5.6.3. Das Geopotential und geopotentielle Meter

Um einen Körper der Masse m vom Meeresniveau in die Höhe z zu heben, muß man die Hubarbeit

$$m \cdot g \cdot z \left[\frac{\text{kg m}^2}{\text{sec}^2} \right]$$

leisten.

Dieser Körper kann dann seinerseits infolge der höheren Lage die hineingesteckte Arbeit dazu benutzen, einen anderen Körper z. B. über eine Rolle zu heben oder aber beim freien Fall die Hubarbeit in Beschleunigungsarbeit zu verwandeln. Das Vermögen, Arbeit zu leisten, nennt man Energie, und das Vermögen infolge der höheren Lage Arbeit zu leisten, nennt man Lageenergie oder potentielle Energie.

Die Größe der potentiellen Energie hängt nur ab von dem Gewicht des Körpers $m \cdot g$ und von der gehobenen Höhe z . Um die potentiellen Energien von Körpern auf der Erde vergleichen zu können, benötigt man ein gemeinsames Bezugsniveau, das mittlere Meeresniveau NN. Alle Höhenflächen über NN mit gleicher potentieller Energie pro Masseneinheit nennt man „Geopotential-Flächen“ oder einfach „Geopotential“.

Seine Größe ist:

$$\Phi = g \cdot z \left[\frac{\text{m}^2}{\text{sec}^2} \right] \quad [16]$$

Da g am Pol größer ist als am Äquator, ist das Geopotential $g \cdot z$ in derselben Höhe am Pol größer als am Äquator, am Pol etwa $9,83 \cdot z \left[\frac{\text{m}^2}{\text{sec}^2} \right]$ und am Äquator nur etwa $9,78 \cdot z \left[\frac{\text{m}^2}{\text{sec}^2} \right]$. Eine Kugel würde auf einer Fläche in 1 m Höhe über NN vom Pol zum Äquator rollen, während sie auf einer Geopotentialfläche in Ruhe bleibt. Man wählt darum für die dynamischen Betrachtungen in der Atmosphäre statt der metrischen Höhen besser Höhen gleichen Geopotentials. Der zahlenmäßige Wert des Geopotentials ist nach der Gleichung $\Phi = g \cdot z$ im Mittel 9,8 mal größer als die Höhenangabe z in Metern. Wählt man aber als Maßeinheit für die Flächen gleicher potentieller Energie den 9,8ten Teil, dann entspricht der Zahlenwert dieser Maßeinheit dem Zahlenwert der Höhe in Metern. Man nennt diese Einheit „geopotentielles Meter“, abgekürzt gpm. Die Höhe H in gpm ist darum gegeben durch

$$H = \frac{g \cdot z}{9,8} [\text{gpm}] \quad [17]$$

Drückt man die Höhen $z_2 - z_1$ der Gleichung [14] in geopotentiellen Metern aus und setzt für die absolute Temperatur T die entsprechende Virtuelltemperatur T_v für feuchte Luft ein, so erhält man die Höhendifferenz als Geopotentialdifferenz in gpm:

$$H_2 - H_1 = 67,4 \bar{T}_v \cdot \log \frac{p_1}{p_2} [\text{gpm}] \quad [18]$$

In dieser Form wird die barometrische Höhenformel in der Aerologie benutzt, um in den aerologischen Auf-

stiegen die Höhendifferenz der Druckflächen zu berechnen. Man erhält so auf eine andere Druckfläche bezogene Höhen von Druckflächen, die man darum auch „relative Höhen“ der Druckfläche nennt, z. B. die relative Höhe der 500-mb-Fläche über der 1000-mb-Fläche. Die Höhe einer Druckfläche über NN nennt man ihre „absolute Höhe“.

5.7. Topographien der Druckflächen

Topographische (Topographie = Ortsbeschreibung). Karten werden in der Geographie verwandt, um eine flächenmäßige Ortsbeschreibung zu geben. Die Höhenbeschreibung erfolgt dabei durch Isohypsen (Linien gleicher Höhe), die alle Punkte mit gleicher Höhe verbinden. In topographischen Karten wählt man dazu die absolute Höhe über NN. Man könnte natürlich auch relative Höhen über einem Punkte, z. B. dem tiefsten Talpunkt, wählen.

Die Druckflächen sind in der Atmosphäre wie die feste Erdoberfläche keine ebenen Flächen. Die Hochdruckgebiete stellen quasi die Berge dar und die Tiefdruckgebiete die Täler. Zur Erklärung dieser Tatsache wählen wir die Höhe der 1000-mb-Fläche (Abb. 15).

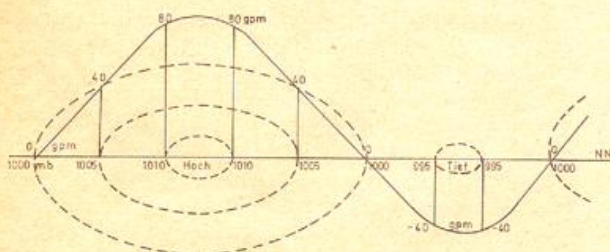


Abb. 15
Zusammenhang zwischen QFF und Höhe der 1000-mb-Fläche (ausgezogene Linien = senkrechter Schnitt durch die Atmosphäre, gestrichelte Linien = Isobaren im Meeresniveau)

5.7.1. Absolute Topographie der 1000-mb-Fläche

Nach der barometrischen Höhenstufe beträgt die Höhenänderung pro 1 mb im Meeresniveau 8 m und pro 5 mb 40 m. Man kann darum, vom Druck im Meeresniveau ausgehend, fragen: „Wie hoch muß ich mich vom Meeresniveau aus erheben, um den Druck 1000 mb zu messen?“. Beträgt der Druck im Meeresniveau 1000 mb, dann ist der entsprechende Wert 0 m. Bei 1005 mb (QFF) muß man 40 m hochsteigen, um 1000 mb zu messen, bei 1010 mb $2 \times 40 = 80$ m, bei 1025 mb $5 \times 40 = 200$ m, für je 5 mb also 40 m.

Ist der Druck im Meeresniveau tiefer als 1000 mb, dann findet man 1000 mb erst unter dem Meeresniveau, und zwar wieder für je 5 mb 40 m, so daß 990 mb in -80 m Höhe angetroffen werden. Über jeder Boden-isobare von 1005 mb beträgt darum die 1000-mb-Höhe 40 m über NN oder auch 40 gpm, über 1010 mb 80 gpm, über 1015 120 gpm, usw. Man erhält so bei räumlicher

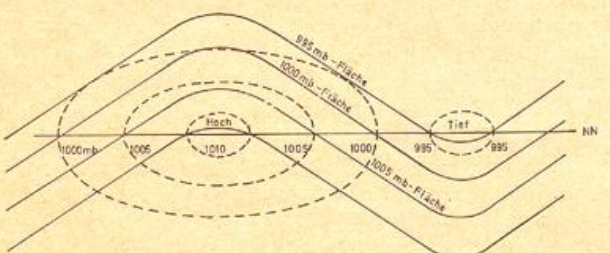


Abb. 16
Isobarenflächen und Isobaren (ausgezogene Linien = Isobarenflächen, gestrichelte Linien = Isobaren = Schnittlinien der Isobarenflächen mit dem Meeresniveau)

Verbindung nicht mehr eine Isolinie, sondern eine Fläche gleicher Höhe der 1000-mb-Fläche. Die Höhe der 1005-mb-Fläche liegt 40 gpm darunter (Abb. 16).

Wie Abb. 16 zeigt, sind die Isobaren der Bodenkarte nichts anderes als die Schnittlinien der entsprechenden Isobarenflächen mit dem Meeresniveau.

Die Isobaren der Bodenkarte lassen sich in Isohypsen der 1000-mb-Fläche umwandeln, indem man die Isobare 1000 mb mit 0 beziffert und jede Isobare $1000 \pm n \cdot 5$ mb mit $\pm n \cdot 4$ geopotentiellen Dekametern (gpdam). Diese unbezifferte Karte ist dann eine „absolute Topographie“ der 1000-mb-Fläche. Sie ist mit der Bodendruckkarte identisch.

5.7.2. Relative Topographie der mb-Flächen

Nach Gleichung [18] ist der Höhenabstand $H_2 - H_1$ oder die Schichtdicke D zwischen zwei Isobarenflächen in gpm gegeben durch

$$D = 67,4 \cdot \log \frac{p_1}{p_2} \cdot \bar{T}_v \quad [18].$$

Wie man sieht, hängt diese Schichtdicke bei gegebenen Isobarenflächen nur noch von der mittleren Virtuelltemperatur \bar{T}_v der Schicht ab, denn $\log \frac{p_1}{p_2}$ ist für die Schicht zwischen 850 mb und 1000 mb $= \log \frac{1000}{850}$, für die Schicht zwischen 700 und 850 mb $= \log \frac{850}{700}$ usw.

Man erhält bei bekannter mittlerer Virtuelltemperatur relative Höhen einer mb-Fläche zu einer anderen mb-Fläche. Diese lassen sich für alle Stationen mit aerologischen Aufstiegen berechnen und in eine Karte eintragen. Die Verbindungslinien aller Stationen mit derselben relativen Höhe einer mb-Fläche über einer anderen nennt man Isohypsen der relativen Topographie der höher liegenden Isobarenfläche über der tiefer liegenden, z. B.: relative Topographie 500 über 1000 mb.

Da die Schichtdicke D nur von der mittleren Virtuelltemperatur abhängt, sind die Isohypsen der relativen Topographie gleichzeitig Linien gleicher mittlerer Virtuelltemperatur der Schicht zwischen den beiden Isobarenflächen. Für tiefe Temperaturen erhält man kleine Werte von D und für hohe Temperaturen große Werte. Wo also die relative Topographie kleine Isohypsenwerte besitzt, ist es kalt, und wo sie hohe Werte besitzt, ist es warm. Darum bezeichnet man die Zentren der Tiefstwerte in der relativen Topographie mit einem K (kalt) und die Zentren der Höchstwerte mit einem W (warm).

Die Isohypsen der relativen Topographie werden zweckmäßigerweise, wie noch gezeigt wird, ebenfalls von 40 zu 40 gpm gezeichnet. Nachdem die Schichtdicke der mittleren Virtuelltemperatur proportional ist, ist auch die Schichtdicken-Differenz ΔD der Differenz der mittleren Virtuelltemperaturen der beiden Schichten, $\Delta \bar{T}_v$, proportional:

$$\Delta \bar{T}_v = \frac{\Delta D}{67,4 \cdot \log \frac{p_1}{p_2}} \quad [19].$$

und für $\Delta D = 40$ gpm ist

$$\Delta \bar{T}_v = \frac{0,59}{\log \frac{p_1}{p_2}} \quad [20].$$

Man erhält so für die einzelnen relativen Topographien pro Isohypsenabstand folgende Unterschiede in der mittleren Virtuelltemperatur der Schicht:

Tab. 4

Rel. Top.	850/1000	700/850	500/700	700/1000	500/1000	300/500	250/1000
$\Delta \bar{T}_v \left[\frac{^\circ\text{C}}{40 \text{ gpm}} \right]$	8,5	7,5	3,9	3,9	2,0	2,6	1,0

Dividiert man die Schichtdickendifferenz 40 gpm durch die in Tab. 4 enthaltenen Werte, so erhält man die Änderung der Schichtdicke pro Grad Änderung der mittleren Virtuelltemperatur der Tab. 5.

Tab. 5

Rel. Top.	850/1000	700/850	500/700	700/1000	500/1000	300/500	250/1000
$\Delta D \text{ in gpm}/^\circ\text{C}$	4,7	5,3	10,3	10,3	20	15,4	40

5.7.3. Absolute Topographie der mb-Flächen

Wenn man die relative Höhe einer mb-Fläche über der 1000-mb-Fläche berechnet hat, dann läßt sich die absolute Höhe über NN dieser mb-Fläche leicht bestimmen, wenn man die Höhe der 1000-mb-Fläche über NN kennt. Diese ist aber durch den Druck im Meeresniveau (s. 5.7.1.) gegeben. Die Addition der relativen Höhe einer mb-Fläche und der absoluten Höhe der 1000-mb-Fläche ergibt die absolute Höhe der gegebenen Druckfläche, z. B.:

Absolute Höhe 500 mb = absolute Höhe 1000 mb + relative Höhe 500 über 1000 mb.

In der synoptischen Praxis benutzt man zur Konstruktion einer Karte der absoluten Topographie die Methode der graphischen Addition, wobei man die in gpm umbezahlte Bodendruckkarte und die relative Topographie addiert. Weil die umdatierte Bodenkarte einen Isolinienabstand von 40 gpm besitzt, hat man auch für die Isolinien der absoluten und relativen Topographien diesen Abstand gewählt.

5.8. Die Standardatmosphäre

Wie wir im Abschnitt 5.7 gesehen haben, ist die Höhe in der Atmosphäre bei vorgegebenem Bodendruck und vorgegebener Temperaturverteilung eine eindeutige Funktion des Druckes. Man ist dann in der Lage, mit einer Druckmessung eine Höhenmessung vorzunehmen. Solche Druckhöhenmesser befinden sich in den Flugzeugen. Sie müssen nach einer Normatmosphäre geeicht sein. Darum hat man eine international gültige Normatmosphäre, die sogenannte Standardatmosphäre, definiert. Sie gibt etwa die mittleren Temperaturverhältnisse der Atmosphäre der gemäßigten Breiten an.

Die ICAO-Standardatmosphäre ist wie folgt definiert: Bodenwerte: $H_0 = 0 \text{ m NN}$, $P_0 = 1013,25 \text{ mb}$, $T_0 = 15^\circ\text{C}$

Temperaturabnahme von $0,65^\circ\text{C}$ pro 100 m bis zur Tropopause in 11 km auf $-56,5^\circ\text{C}$, konstante Temperatur von $-56,5^\circ\text{C}$ bis 20 km. Temperaturzunahme von $0,1^\circ\text{C}$ pro 100 m bis 32 km auf $-44,5^\circ\text{C}$. Die folgende Tabelle gibt einige Werte der ICAO-Standardatmosphäre an.

Es bedeuten:

H = Geopotentialhöhe in m oder in gpm
 T = Temperatur in $^\circ\text{C}$
 P = Druck in mb

H (gpm)	T ($^\circ\text{C}$)	P (mb)
0	15,0	1013,25
5 000	-17,5	540,20
10 000	-50,0	264,36
11 000	-56,5	226,32
15 000	-56,5	120,45
20 000	-56,5	54,75
25 000	-51,5	25,11
30 000	-46,5	11,72
32 000	-44,5	8,68

Tropopause

6. Wind

Unter Wind versteht man die horizontale Bewegung der Luft. Bei Windstille muß nach dem Newtonschen Beharrungsgesetz die Summe aller Horizontalkräfte, die an einem Luftquantum angreifen, gleich 0 sein. An der ruhenden Luft greifen nur zwei gleichgroße, entgegengesetzte Kräfte in der Vertikalen an, nämlich die Ge-

wichtskraft $\vec{G} = \vec{g} \cdot \rho \left[\frac{\text{dyn}}{\text{cm}^3} \right]$ und die Druckgradientkraft

$\vec{F}_g = - \frac{\Delta p}{\Delta z} \left[\frac{\text{dyn}}{\text{cm}^3} \right]$. Wenn letztere keine Horizontal-komponente haben soll, muß sie wie die Gewichtskraft \vec{G} senkrecht auf der Erdoberfläche stehen, und die isobaren Flächen müssen horizontal verlaufen (Abb. 17).

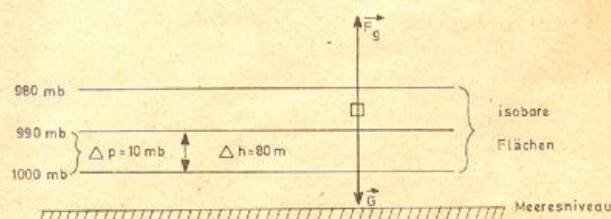


Abb. 17
Kräftegleichgewicht bei ruhender Luft

Ohne Vertikalbeschleunigung herrscht das Kräftegleichgewicht

$$\vec{F}_g = \vec{G} \quad \text{oder} \quad - \frac{\Delta p}{\Delta z} = g \cdot \rho \quad [1]$$

Diese Gleichung haben wir bereits als die statische Grundgleichung kennengelernt. Der vertikale Druckgradient $-\frac{\Delta p}{\Delta z}$ beträgt an der Erdoberfläche etwa $1/8 \text{ mb pro m}$.

Die Dimension $\frac{\text{dyn}}{\text{cm}^3}$ bedeutet eine Kraft pro Volumeneinheit. Darum beziehen sich in den folgenden Betrachtungen alle Kräfte auf die Volumeneinheit. Der Pfeil über einem Buchstaben bedeutet, daß es sich um einen Vektor handelt. Werden Vektorgrößen ohne Pfeil angegeben, so ist nur ihr Betrag gemeint.

6.1. Kräfte bei horizontaler Luftbewegung

Wird ein Luftquantum in Bewegung gesetzt, so müssen eine oder mehrere Kräfte wirksam sein. Primäre Kraft ist grundsätzlich bei horizontaler Luftbewegung die horizontale Druckgradientkraft, die das Luftquantum beschleunigt. Sobald es eine Geschwindigkeit besitzt, wird auf der rotierenden Erde die Corioliskraft wirksam. Bei gekrümmten Luftbahnen kommt die Zentrifugalkraft hinzu und bei Bewegungen auf der rauhen Erdoberfläche die Reibungskraft.

6.1.1. Die Druckgradientkraft

Bei horizontaler Luftbewegung steht der Druckgradientvektor nicht mehr senkrecht auf der Erdoberfläche, sondern leicht geneigt, so daß er in eine Vertikalkomponente \vec{F}_{gz} und in eine Horizontalkomponente \vec{F}_{gh} zerlegt werden kann. (Abb. 18).

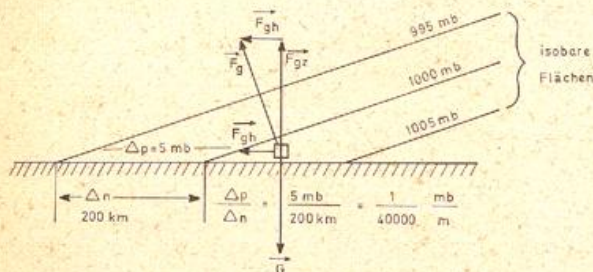


Abb. 18
Druckgradientkraft bei bewegter Luft

Die Vertikalkomponente \vec{F}_{gz} , die an der Erdoberfläche etwa den Wert $\frac{1}{8}$ mb pro m besitzt, ist wieder mit der Gewichtskraft im Gleichgewicht. Die Horizontalkomponente \vec{F}_{gh} besitzt etwa den Wert von 1 mb pro 40 km oder $\frac{1}{40\,000}$ mb pro m und beträgt somit nur etwa ein Fünftausendstel des vertikalen Druckgradienten. Da die Druckgradientkraft \vec{F}_g immer senkrecht auf den isobaren Flächen steht, müssen diese bei bewegter Luft gegen die Erdoberfläche geneigt sein. Die Schnittlinien der isobaren Flächen mit dem Meeresniveau nennt man Isobaren. Der horizontale Druckgradientvektor ergibt sich dann als Differenz zweier Isobaren (Δp), dividiert durch den senkrechten Abstand der beiden Isobaren (Δn). Er zeigt immer zum tiefen Druck und steht senkrecht auf den Isobaren.

Wir wählen für die folgenden Betrachtungen ein natürliches Koordinatensystem mit der s-Richtung (Weg) parallel zu den Isobaren (tiefer Druck auf der Nordhalbkugel links, auf der Südhalbkugel rechts) und der normal dazu stehenden Richtung n. In diesem Koordinatensystem ist die horizontale Druckgradientkraft gegeben durch:

$$F_g = - \frac{\Delta p}{\Delta n} \quad [2].$$

Sie besitzt die Dimension einer Kraft pro Volumeneinheit. Multipliziert man diese Kraft mit $\frac{V}{M}$ ($\frac{\text{Volumen}}{\text{Masse}}$) = $\frac{1}{\rho}$, so erhält man die Druckgradientbeschleunigung a_g

$$a_g = - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\Delta p}{\Delta n} \quad [3].$$

Nach Gleichung [1] ist $\Delta p = - \rho \cdot g \cdot \Delta z$. Setzt man für $\frac{g \cdot \Delta z}{9,8} = \Delta H$, wobei ΔH jetzt in gpm anzugeben ist, so wird aus Gleichung [3]

$$a_g = 9,8 \cdot \frac{\Delta H}{\Delta n} \quad [4].$$

$\frac{\Delta H}{\Delta n}$ ist hierbei das Isohypsengefälle der isobaren Flächen in gpm pro m. Der Vorteil dieser Gleichung ist es, daß sie von der Dichte ρ der Luft unabhängig ist und darum für alle Höhen und alle Temperaturen der Luft gilt, was sonst nicht möglich wäre. Das ist auch der

Grund, warum man im Wetterdienst absolute Topographien der Druckflächen für die höheren Luftschichten zeichnet und nicht Isobaren in einer bestimmten Höhe.

Der Isohypsengradient $\frac{\Delta H}{\Delta n}$ ist ein Vektor, der senkrecht auf den Isohypsen zu den tieferen Werten gerichtet ist. Seine Größe ergibt sich aus der Differenz zweier Isohypsen (ΔH), dividiert durch ihren senkrechten Abstand (Δn). In den Karten des Deutschen Wetterdienstes beträgt die Isohypsendifferenz im allgemeinen 40 gpm, weil dieser Wert im Meeresniveau 5 mb entspricht, oder 80 gpm (10 mb im Meeresniveau). Durch die Umbezeichnung der Isobaren der Bodenkarte läßt sich Gleichung [4] auch auf die Isobaren der Bodenkarte anwenden.

6.1.2. Corioliskraft

Auf der rotierenden Erde wirkt auf bewegte Körper eine Trägheitskraft, die sie aus ihrer ursprünglichen Richtung auf der Nordhalbkugel nach rechts und auf der Südhalbkugel nach links ablenkt. Man nennt diese

Kraft nach ihrem Entdecker Corioliskraft \vec{F}_c . Sie besitzt neben der nach rechts bzw. links ablenkenden Horizontalkomponente noch eine Vertikalkomponente, die gegenüber der Gewichtskraft so verschwindend klein ist, daß sie vernachlässigt werden kann. Die Horizontalkomponente kann dagegen gegenüber der sehr geringen horizontalen Druckgradientkraft nicht vernachlässigt werden. Ihr Betrag ist:

$$F_c = \rho \cdot 1 \cdot v \left[\frac{\text{dyn}}{\text{cm}^3} \right] \quad [5].$$

Dividiert man F_c durch die Luftdichte ρ , so erhält man die Coriolisbeschleunigung a_c

$$a_c = 1 \cdot v \quad [6].$$

(v ist die Geschwindigkeit, $1 = 2 \omega \cdot \sin \varphi$ der Coriolisparameter, wobei ω die Winkelgeschwindigkeit der Erde und φ die geographische Breite bedeuten).

Die Corioliskraft ist abhängig von der geographischen Breite φ . Sie hat ein Maximum am Pol und erreicht am Äquator den Wert null. Außerdem wächst sie mit der Geschwindigkeit v .

Die Richtung der Corioliskraft steht immer senkrecht auf der momentanen Bewegungsrichtung, ist dabei aber auf der Nordhalbkugel nach rechts, auf der Südhalbkugel nach links gerichtet.

6.1.3. Die Zentrifugalkraft

Wenn ein Luftquantum eine gekrümmte Strombahn beschreibt, ist eine weitere Trägheitskraft wirksam, die Zentrifugalkraft F_z . Ihr Wert ist:

$$F_z = \rho \cdot \frac{v^2}{r} \left[\frac{\text{dyn}}{\text{cm}^3} \right] \quad [7].$$

Die Zentrifugalbeschleunigung a_z erhält man durch Division mit ρ zu:

$$a_z = \frac{v^2}{r} \quad [8].$$

v ist die Windgeschwindigkeit, r der Krümmungsradius der Strombahn. F_z und a_z sind bei kleinem Krümmungsradius oder stark gekrümmter Strombahn groß und bei großem Radius oder schwach gekrümmter Strombahn klein. Sie werden null, wenn $r = \infty$ ist. Bei unendlich großem Bahnradius sind die Strombahnen Geraden.

Die Richtung der Zentrifugalkraft zeigt immer vom Zentrum nach außen und steht senkrecht auf der Bahntangente.

6.1.4. Die Reibungskraft

An der Erdoberfläche wird die Luftströmung durch die Reibungskraft (\vec{F}_R) gebremst. Die Wirkung dieser Kraft nimmt mit der Rauigkeit der Erdoberfläche und mit der Geschwindigkeit zu. Sie erstreckt sich infolge der Vertikalturbulenz nicht nur auf die unmittelbar der Erdoberfläche benachbarte Luft, sondern mit abnehmenden Werten bis etwa 1000 m. Ihr Betrag F_R ist:

$$F_R = \rho \cdot k \cdot v \quad [9].$$

und ihre Verzögerung a_R

$$a_R = k \cdot v \quad [10].$$

(k ist ein Reibungsfaktor, der von der Rauigkeit des Untergrundes abhängt. Er ist über Land größer als über See, über Bergland größer als über Flachland, in Bodennähe größer als darüber).

Die Richtung der Reibungskraft ist immer entgegengesetzt zur Geschwindigkeit v .

6.2. Der geostrophische Wind

Unter der Voraussetzung gerader Strombahnen und reibungsfreier Strömung sind von den vier Kräften nur zwei wirksam, die Druckgradientkraft und die Corioliskraft. Wenn beide Kräfte miteinander im Gleichgewicht sind, herrscht ein konstanter Wind, der „geostrophische Wind“.

6.2.1. Das geostrophische Windgesetz

Primärkraft ist die Druckgradientkraft \vec{F}_g . Nimmt man im Anfangszustand eine Geschwindigkeit $v = 0$ an, dann setzt die Druckgradientkraft ein Luftquantum beschleunigt in Richtung von \vec{F}_g in Bewegung. Mit der zunehmenden Geschwindigkeit \vec{v} ist ein Anwachsen der Corioliskraft \vec{F}_c in Richtung nach rechts senkrecht auf \vec{v} verbunden (Abb. 19). Es wirkt dann die Resultierende $\vec{R} = \vec{F}_g + \vec{F}_c$ auf das Luftquantum und beschleunigt es nun in Richtung dieser resultierenden Kraft. Man sieht, daß mit anwachsender Geschwindigkeit und damit anwachsender Corioliskraft die Geschwindigkeit immer mehr aus der Richtung des Druckgradienten nach rechts abgelenkt wird bis der Ablenkungswinkel $\alpha = 90^\circ$ ist. Die Corioliskraft ist dann der Druckgradientkraft entgegengerichtet und beide Kräfte sind gleich groß. Der Windvektor \vec{v} steht dann senkrecht auf dem Druckgradientenvektor \vec{F}_g und verläuft darum parallel zu den Isobaren, und zwar so, daß der tiefe Druck auf der Nordhalbkugel links, auf der Südhalbkugel rechts liegt (Abb. 20).

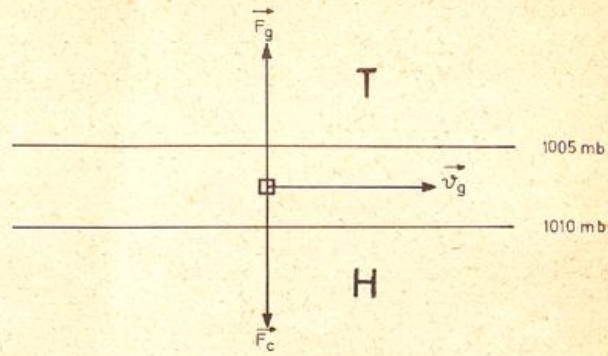


Abb. 20
Geostrophisches Kräftegleichgewicht

Die geostrophische Windgleichung erhält man aus dem Kräftegleichgewicht $F_g = F_c$ oder $a_g = a_c$ nach Formel [3] und [6]:

$$-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\Delta p}{\Delta n} = 1 \cdot v_g \quad \text{oder} \quad v_g = -\frac{1}{1 \cdot \rho} \cdot \frac{\Delta p}{\Delta n} \quad [11].$$

Der Index v_g bedeutet „geostrophische“ Windgeschwindigkeit. Da im praktischen Wetterdienst die Luftdichte ρ nicht gemessen wird, verwendet man besser für a_g Gleichung [4] und erhält:

$$v_g = \frac{9,8 \Delta H}{1 \Delta n} \quad [12].$$

ΔH ist hierbei die Isohypsendifferenz in gpm der absoluten Topographien. Gleichung [12] ist auch für die Bodenkarte anwendbar, wenn man die Isobaren in Isohypsen der 1000-mb-Fläche umbezeichnet und für 5 mb Druckdifferenz = 40 gpm Isohypsendifferenz setzt. In Worten besagt das geostrophische Windgesetz:

Der geostrophische Wind weht parallel zu den Isobaren oder Isohypsen der absoluten Topographie, und zwar so, daß auf der Nordhalbkugel der tiefe Druck links und auf der Südhalbkugel rechts liegt. Die Windgeschwindigkeit ist proportional zum Druck- oder Isohypsengradienten.

Der geostrophische Wind ist darum um so stärker, je geringer der Isobaren- oder Isohypsenabstand ist. Da der Coriolisparameter l vom Wert $l = 0$ am Äquator bis zum Wert $l = 2\omega$ an den Polen anwächst (Tab. 6), ist der geostrophische Wind bei gleichem Isohypsenabstand in niedrigen Breiten größer als in hohen Breiten. Bei gleicher Windgeschwindigkeit muß darum der Isohypsenabstand in niedrigen Breiten größer sein als in hohen Breiten.

Weil der Coriolisparameter bei Annäherung an die geographische Breite 0° gegen „Null“ geht, ist die geostrophische Windgleichung in Äquatornähe unbestimmt und nicht anwendbar.

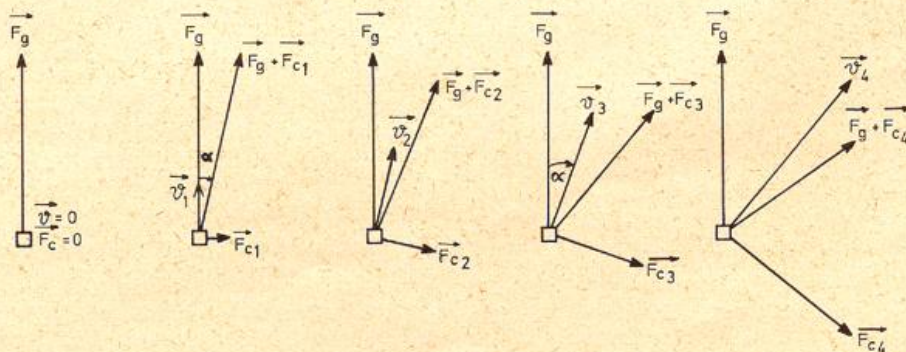


Abb. 19
Allmähliche Einstellung der geostrophischen Windgeschwindigkeit und des geostrophischen Kräftegleichgewichtes

Tab. 6

Coriolisparameter $l = 2 \omega \cdot \sin \varphi$ in Abhängigkeit von der geographischen Breite φ

φ	90°	80°	70°	60°	50°	40°	30°	20°	10°
$1 \cdot 10^{-4} [s^{-1}]$	1.46	1.44	1.37	1.26	1.12	0.94	0.73	0.50	0.25

6.2.2. Konstruktion eines geostrophischen Windlineals

Aus der freien Atmosphäre stehen dem Wetterdienst in vielen Gebieten nur wenige Druckmessungen oder Windmessungen zur Verfügung. Darum bedeutet das geostrophische Windgesetz infolge des gesetzmäßigen Zusammenhanges zwischen dem Druckgradienten und der Windrichtung und Windgeschwindigkeit eine wesentliche Erweiterung der Aussage eines einzelnen Meßpunktes auf seine Umgebung.

Folgende Fragestellungen treten dabei im praktischen Dienst auf:

1) Gegeben ist für einen Punkt der Wert der absoluten Topographie, die Windrichtung und die Windgeschwindigkeit. Gesucht ist die Richtung der Isohypsen und ihr Abstand in der Nähe dieses Punktes.

2) Gegeben sind die Isolinien einer absoluten Topographie. Gesucht ist die Windrichtung an einem Punkte und die Windgeschwindigkeit.

In beiden Fällen ist der Isohypsenverlauf durch die Windrichtung gegeben und umgekehrt.

Der Isohypsenabstand aus Fragestellung 1 und die Geschwindigkeit aus Fragestellung 2 lassen sich leicht

mit einem geostrophischen Windlineal lösen. Für eine gegebene Isohypsendifferenz z. B. $\Delta H = 80$ gpm (10 mb) und eine bestimmte geographische Breite enthält die geostrophische Windgleichung nur noch zwei veränderliche Größen v_g und Δn , die sich als Wertepaare zusammenstellen und auf einem durchsichtigen Lineal für verschiedene Breiten auftragen lassen. Bei einer Isohypsendifferenz von 80 gpm erhält man für den Abstand Δn folgende Gleichung:

$$\Delta n = \frac{9,8}{1} \cdot \frac{80}{v_g} = \frac{784}{1 \cdot v_g} \quad (\Delta n \text{ in m, } v_g \text{ in m/s})$$

Es ist allerdings zweckmäßiger, Δn in km zu wählen. Dazu ist die rechte Seite der Gleichung mit 10^{-3} zu multiplizieren. Außerdem wird die Windgeschwindigkeit in Knoten gemessen, wozu obige Gleichung mit $1,96 \cdot 10^{-3}$ zu multiplizieren ist. Man erhält dann:

$$\Delta n = \frac{1,5}{1 \cdot v_g} \quad (\Delta n \text{ in km, } v_g \text{ in Kt).} \quad [13].$$

Mit den Werten des Coriolisparameters der Tab. 6 erhält man in Tab. 7 auf 10 km abgerundete Werte für Δn in km und v_g in Knoten für die geographischen Breiten φ bei einer Isohypsendifferenz von 80 gpm (10 mb).

Tab. 7

Isohypsenabstand in km für 80 gpm in Abhängigkeit von φ und v_g

v_g in Kt	$\varphi = 90^\circ$	80°	70°	60°	50°	40°	30°	20°	10°
5	2060	2080	2200	2360	2680	3200	4120	6000	12000
10	1030	1040	1100	1180	1340	1600	2060	3000	6000
20	520	520	550	590	670	800	1030	1500	3000
30	340	350	370	390	450	530	690	1000	2000
40	260	260	280	300	340	400	520	750	1500
60	170	170	180	190	220	270	340	500	1000
80	130	130	140	150	180	200	260	380	750
100	100	100	110	120	130	160	210	300	600
150	70	70	70	80	90	110	140	200	400
200	50	50	60	60	70	80	100	150	300

Diese Wertepaare lassen sich in einem Diagramm zu einem Windlineal zusammenstellen, wobei Δn im Maßstab der Karte und unter Berücksichtigung der Projektionsverzerrung zu zeichnen ist. Die Abb. 21 zeigt ein so konstruiertes Windlineal für 80 gpm Isohypsendifferenz oder 10 mb Druckdifferenz und eine stereographische Projektion in 60° N im Maßstab 1:15 Millionen. Man kann das Lineal auch für 40 gpm Isohypsendifferenz oder 5 mb - Isobarendifferenz verwenden, wenn man die Geschwindigkeitswerte halbiert.

Die untere Darstellung gibt die Strecke in der Karte an, welche der Wind bei der gewonnenen Geschwindigkeit in 24 Stunden in der betreffenden Breite zurücklegt.

Für den Kartenmaßstab 1:5 Millionen läßt sich dieses Windlineal verwenden, wenn man als Isobarendifferenz 2 mb wählt.

Man kann aber auch ein geostrophisches Windlineal für die Wetterkarten 1:5 Millionen konstruieren, indem man die Δn -Werte der Tab. 7 am Entfernungsmaßstab der Karte 1:5 Millionen für die einzelnen Windge-

schwindigkeiten und Breitengrade abgreift und wie in dem Beiblatt aufträgt. Für den praktischen Gebrauch trägt man die Kurven auf eine transparente Folie auf.

6.2.3. Gebrauchsanweisung für das geostrophische Windlineal

1) Bestimmung der Windgeschwindigkeit aus dem Isohypsenabstand.

Man legt die linke Kante des Lineals an die eine Isohypse an, so daß die Breitenlinie des betreffenden Punktes senkrecht auf der Isohypse steht. Wo die nächste Isohypse die Breitenlinie schneidet, liest man den geostrophischen Wind ab.

2) Bestimmung des Isohypsenabstandes aus der Windgeschwindigkeit in der Höhenkarte.

Den gesuchten, senkrecht zur Windgeschwindigkeit verlaufenden Isohypsenabstand erhält man an der betreffenden Breitenlinie zwischen der linken Linealkante und der gemessenen Windgeschwindigkeit.

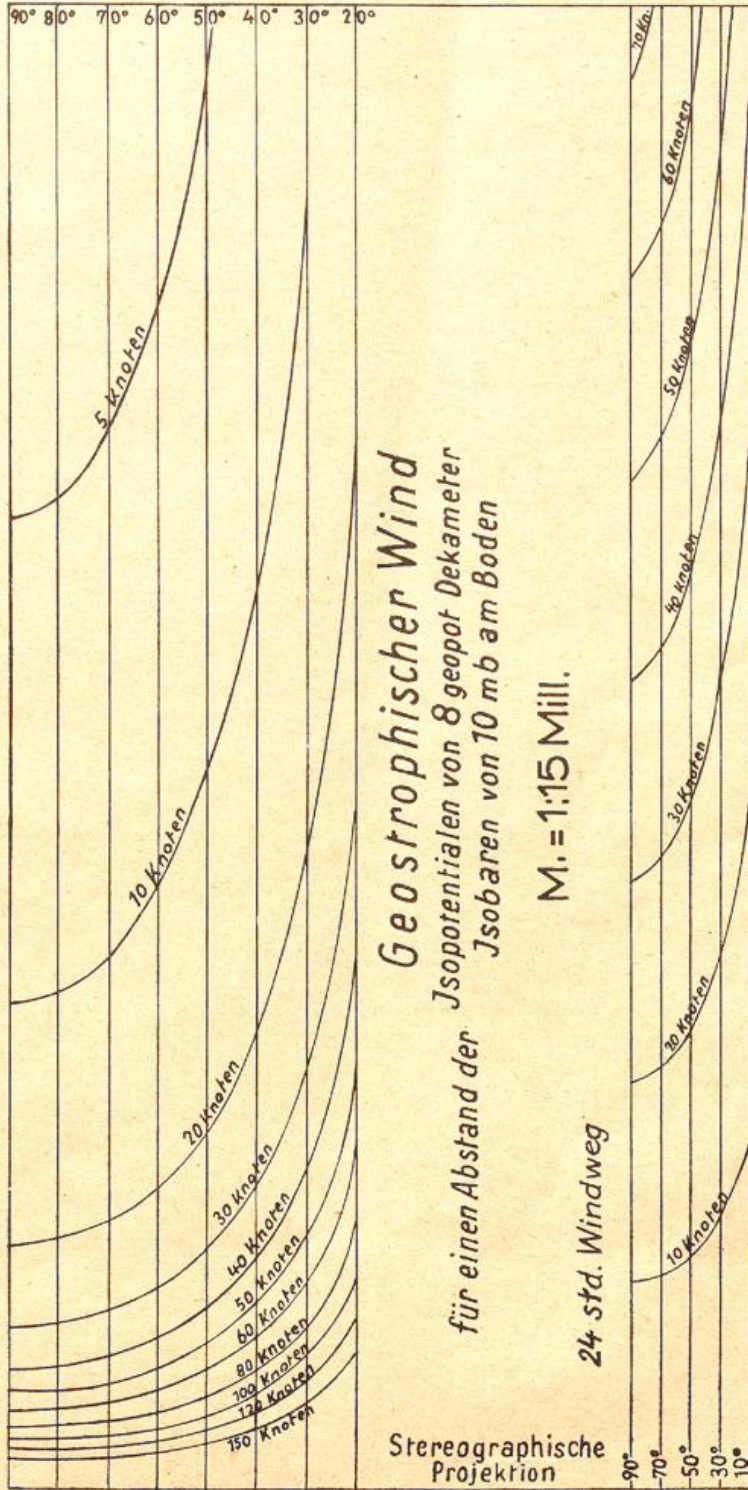


Abb. 21
Geostrophisches Windlineal

6.3. Der Gradientwind

Bei gekrümmten Strombahnen eines Luftquantums wird neben der Druckgradientkraft und der Corioliskraft noch die Zentrifugalkraft wirksam, und es stellt sich ein Kräftegleichgewicht zwischen diesen drei Kräften ein. Bei stationären Druckgebilden in der Wetterkarte stimmen die Strombahnen der Luft mit den Stromlinien oder den Isobaren bzw. den Isohypsen überein. Bei mit der Grundströmung driftenden Druckgebilden weichen die Strombahnen von den Stromlinien ab, und zwar um so mehr, je schneller die Druckgebilde ziehen. Man erhält etwa folgende Strombahnen:

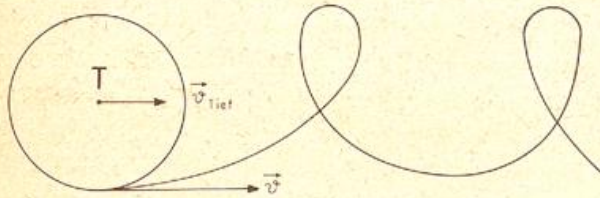


Abb. 22
Strombahnen bei einem driftenden Tief

Die Richtung der Zentrifugalkraft geht immer vom Zentrum weg nach außen und steht senkrecht auf der Bahntangente. Sie hat im Gleichgewichtszustand um ein Tief dieselbe Richtung wie die Corioliskraft und um ein Hoch die Richtung der Druckgradientkraft (Abb. 23).

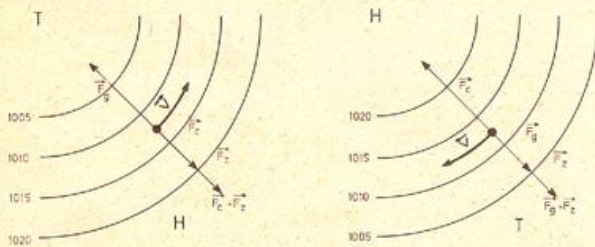


Abb. 23
Luftdruck und Wind bei kreisförmigen Isobaren (nach BERG)

Für diese Kräftegleichgewichte gelten folgende Beschleunigungsgleichungen:

$$a_g - a_c - a_z = 0 \text{ für zyklonale Bewegung}$$

$$a_g - a_c + a_z = 0 \text{ für antizyklonale Bewegung}$$

Setzt man die entsprechenden Werte ein, so erhält man:

$$\begin{aligned} - &= \text{zyklonal} \\ + &= \text{antizyklonal} \end{aligned} \quad 9,8 \cdot \frac{\Delta H}{\Delta n} - 1 \cdot v \pm \frac{v^2}{r} = 0 \quad [14].$$

Diese Gleichung läßt sich auch wie folgt schreiben:

$$v^2 + r \cdot 1 \cdot v - r \cdot 9,8 \cdot \frac{\Delta H}{\Delta n} = 0 \text{ für zyklonale Isolinien}$$

$$v^2 - r \cdot 1 \cdot v + r \cdot 9,8 \cdot \frac{\Delta H}{\Delta n} = 0 \text{ für antizyklonale Isolinien.}$$

Beide Gleichungen haben die Form:

$$x^2 + p x + q = 0 \text{ und ihre Wurzeln sind:}$$

$$x_{1,2} = -\frac{p}{2} \pm \sqrt{\frac{p^2}{4} - q}.$$

Auf die Gradientwindgleichung angewandt, erhält man also:

$$v_{z 1,2} = -\frac{r \cdot 1}{2} \pm \sqrt{\frac{r^2 \cdot 1^2}{4} + r \cdot 9,8 \cdot \frac{\Delta H}{\Delta n}} \quad [15].$$

$$v_{a 1,2} = \frac{r \cdot 1}{2} \pm \sqrt{\frac{r^2 \cdot 1^2}{4} - r \cdot 9,8 \cdot \frac{\Delta H}{\Delta n}} \quad [16].$$

(z = Index für zyklonal, a für antizyklonal).

Bei zyklonaler Strömung kann nur das Pluszeichen zu einer physikalisch reellen Lösung führen, während die antizyklonale Strömung zwei positive Lösungen für v hat, wovon die kleinere Geschwindigkeit mit dem negativen Wurzelzeichen zu nehmen ist. Bei antizyklonaler Strömung wird die Wurzel imaginär, wenn

$$\frac{r^2 \cdot 1^2}{4} - r \cdot 9,8 \cdot \frac{\Delta H}{\Delta n} < 0 \text{ ist. Der Grenzwert ergibt sich, wenn der Wurzelausdruck} = 0 \text{ ist.}$$

$$\text{Dann ist } \frac{r^2 \cdot 1^2}{4} = r \cdot 9,8 \cdot \frac{\Delta H}{\Delta n} \text{ oder } \frac{\Delta H}{\Delta n} = \frac{r \cdot 1^2}{9,8 \cdot 4}.$$

Das Isohypsengefälle darf bei antizyklonaler Strömung diesen Wert nicht überschreiten.

Das bedeutet aber, daß im zentralen Bereich eines Hochdruckgebiets, wo r klein ist, das Isohypsengefälle $\frac{\Delta H}{\Delta n}$ auch klein oder der Isohypsenabstand groß sein muß. Für ein Tief gibt es diesen Grenzwert nicht. Hochdruckgebiete haben darum im allgemeinen nur wenig geschlossene Isohypsen, und Tiefdruckgebiete besitzen zahlreichere Isohypsen oder Isobaren als Hochdruckgebiete. Das bedeutet eine stärkere Neigung der isobaren Flächen im Tiefdruckgebiet als im Hochdruckgebiet, einen spitzeren Verlauf im Tiefdrucktrichter und einen flacheren im Hochdruckgipfel. Außerdem folgt daraus, daß die Zahl der Tiefdruckgebiete in einem Wetterkartenausschnitt im Mittel größer sein muß als die Zahl der Hochdruckgebiete. Das Verhältnis $\frac{\text{Zahl von H}}{\text{Zahl von T}}$ hat nach Auszählungen des Kartenausschnittes Europa-Nordatlantik den Wert 0,63 für Bodenkarten und 0,48 für die absolute Topographie 500 mb. Für die Bodenkarte ist es über Land 0,58 und über Meer 0,72 (Folge der Reibung).

Nach der geostrophischen Windgleichung

$$\text{ist } 9,8 \cdot \frac{\Delta H}{\Delta n} = 1 \cdot v_g.$$

$$\text{In obiger Bedingung eingesetzt: } \frac{r^2 \cdot 1^2}{4} = r \cdot 1 \cdot v_g \text{ oder } v_g = \frac{1 \cdot r}{4}.$$

Im Grenzfall mit dem Wert Null unter der Wurzel in Gleichung [16] ist:

$$v_a = \frac{r \cdot 1}{2} = 2 v_g \quad [17].$$

Ergebnis:

Der antizyklonale Wind kann nicht stärker werden, als der doppelte geostrophische Wind.

In Formel [14] läßt sich für $9,8 \cdot \frac{\Delta H}{\Delta n}$ nach [12] $1 \cdot v_g$ einsetzen und man erhält dann

$$1 \cdot v_g - 1 \cdot v \mp \frac{v^2}{r} = 0 \text{ oder } v = v_g \mp \frac{v^2}{1 \cdot r} \quad [18].$$

(v ist der Gradientwind, v_g der geostrophische Wind. Das Zeichen - gilt für zyklonale Strombahnen, + für antizyklonale).

Die Gleichung [18] zeigt, daß bei gleichem Isohypsenabstand der Gradientwind v bei zyklonalen Strombahnen kleiner als der geostrophische Wind v_g ist und bei antizyklonalen Strombahnen größer.

Bei geraden Isolinien wird $r = \infty$ und das Glied $\frac{v^2}{1 \cdot r} = 0$.

Der geostrophische Wind ist also der Spezialfall des Gradientwindes mit unendlich großem Krümmungsradius.

6.4. Der Reibungswind

Die Reibungskraft \vec{F}_R wirkt als verzögernde Kraft der Geschwindigkeit v entgegen. Sie wird durch die Rauhig-

keit der Erdoberfläche hervorgerufen und beschränkt sich im wesentlichen auf die unteren 500 bis 1000 m der Atmosphäre. Ihre Größe ist nach (9) $F_R = \rho \cdot k \cdot v$.

6.4.1. Reibungswind bei geraden Isobaren

Die Abb. 19 zeigt die allmähliche Herstellung des geostrophischen Kräftegleichgewichtes bei reibungsfreier Strömung. Fügt man die Reibungskraft \vec{F}_R noch hinzu, so wirkt sie in entgegengesetzter Richtung von \vec{v} und steht damit senkrecht auf der Corioliskraft \vec{F}_c . Infolgedessen besitzt sie keine Komponente gegen \vec{F}_c , aber gegen die Druckgradientkraft \vec{F}_g . Solange $\vec{F}_g + \vec{F}_c + \vec{F}_R$ größer als Null ist, wird die Luft in die Richtung der Resultierenden dieser drei Kräfte beschleunigt. Die Beschleunigung hört auf, wenn die Resultierende aus $\vec{F}_g + \vec{F}_c + \vec{F}_R = 0$ ist. Dann ist $\vec{F}_g = -(\vec{F}_c + \vec{F}_R)$. Das heißt \vec{F}_g ist so groß wie die Resultierende aus $\vec{F}_c + \vec{F}_R$ und hat entgegengesetzte Richtung (Abb. 24).

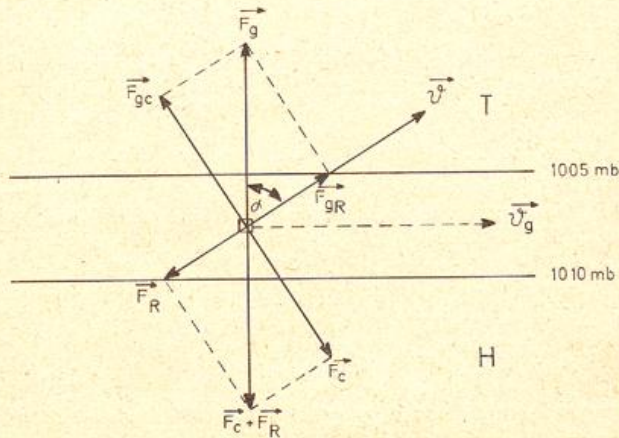


Abb. 24
Kräftegleichgewicht des Reibungswindes bei geradlinigen Isobaren oder Isohypsen

Bei der Darstellung des Kräftegleichgewichtes beginnt man am besten mit \vec{v} . Senkrecht nach rechts zeigt \vec{F}_c und entgegengesetzt \vec{F}_R . Man bildet die Resultierende $\vec{F}_c + \vec{F}_R$. Gleichgroß entgegengesetzt ist \vec{F}_g . Die Isobaren oder Isohypsen verlaufen senkrecht zum Druckgefällevektor \vec{F}_g . Man sieht, daß der Ablenkungswinkel α zwischen dem Druckgradienten \vec{F}_g und der Windgeschwindigkeit \vec{v} nicht mehr 90° sein kann, wie beim geostrophischen Wind, sondern kleiner.

Das bedeutet, daß der Reibungswind eine Komponente zum tiefen Druck hat. Diese Komponente wächst mit der Reibungskraft \vec{F}_g , weil dann in Abb. 24 die Resultierende $\vec{F}_c + \vec{F}_R$ nach rechts dreht und damit auch \vec{F}_g , wodurch der Ablenkungswinkel α verkleinert wird. Ist $\vec{F}_R = 0$, dann wird $\alpha = 90^\circ$ (geostrophischer Wind).

Die Druckgradientkraft \vec{F}_g läßt sich nach Abb. 24 in die Komponenten \vec{F}_{gR} und \vec{F}_{gc} zerlegen, die \vec{F}_R bzw. \vec{F}_c entgegengerichtet sind und deren Größe haben.

Es ist also: $\vec{F}_{gc} = -\vec{F}_c$ und $\vec{F}_{gR} = \vec{F}_R$. Für die Beträge gilt:

$$F_{gc} = F_g \cdot \sin \alpha = \rho \cdot l \cdot v \quad [18]$$

$$F_{gR} = F_g \cdot \cos \alpha = \rho \cdot k \cdot v \quad [19].$$

Aus [18] erhält man:

$$v = \frac{F_g \cdot \sin \alpha}{\rho \cdot l}$$

$\frac{F_g}{\rho \cdot l}$ ist aber nach [11] gleich dem geostrophischen Wind v_g . So ergibt sich als Reibungswind v_R ($R =$ Index für Reibung)

$$v_R = v_g \cdot \sin \alpha \quad [20].$$

Der Reibungswind v_R ist also immer um den Faktor $\sin \alpha$ kleiner als der geostrophische Wind v_g .

Dividiert man Gleichung [18] durch [19], so erhält man:

$$\frac{F_g \cdot \sin \alpha}{F_g \cdot \cos \alpha} = \frac{\rho \cdot l \cdot v}{\rho \cdot k \cdot v}$$

$$\frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} = \frac{l}{k} \quad \text{oder}$$

$$\tan \alpha = \frac{l}{k} \quad [21].$$

Der tang des Winkels α und damit der Winkel α zwischen dem Druckgradienten \vec{F}_g und der Windrichtung \vec{v} wächst mit dem Coriolisparameter l , geht am Äquator gegen null und erreicht am Pol einen Höchstwert. Die Ablenkung des geostrophischen Windes zum tiefen Druck nimmt darum von Norden nach Süden zu. Sie ist mit einem Massenabfluß vom hohen zum tiefen Druck verbunden und gleicht die Druckgegensätze aus. Die größere ausgleichende Wirkung der Druckgegensätze in geringen Breiten durch die Reibung wird durch das geringe Druckgefälle in langjährigen Mittelwertkarten des Bodendruckes der Erde und in den täglichen Wetterkarten über den äquatornahen Gebieten bestätigt.

Der Winkel α ist außerdem umgekehrt proportional zum Reibungsfaktor k . Die Ablenkung des geostrophischen Windes zum tiefen Druck nimmt mit der Reibung zu und ist darum über Land größer als über See, über hügeligem Gelände größer als über ebenem. Über Land werden die Druckgegensätze stärker verringert als über See. Auch diese Tatsache wird durch die Mittelwertkarten und die täglichen Wetterkarten bestätigt. Die Unterschiede zwischen den höchsten und tiefsten jährlichen Breitenkreismitteln des Luftdruckes betragen nach A. ASSUR auf der Südhalbkugel (Wasserhalbkugel) fast 30 mb und auf der Nordhalbkugel (Landhalbkugel) etwa 12 mb. Über See haben die Tiefdruckgebiete im allgemeinen tiefere Werte als über Land, und sie füllen sich nach dem Übertreten vom Meer auf das Land normalerweise rasch auf.

An der Küste muß infolge der Reibungsunterschiede über Land und Meer der Bodenwind einen Windsprung besitzen. Bei auflandigen Winden führt der Reibungsunterschied zu einem zyklonalen Windsprung in Strömungsrichtung und einer Massenkonzugenz, auch Küstenkonzugenz genannt, bei ablandigen Winden zu einem antizyklonalen Windsprung und zu einer Massendivergenz in Strömungsrichtung (Abb. 25).

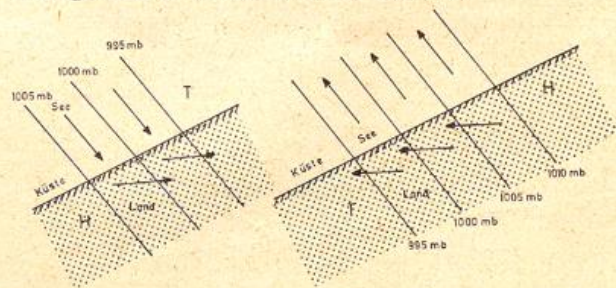


Abb. 25
Küstenkonzugenz und Küstendivergenz

Die Küstenkonzugenz ist in der Vertikalen mit aufsteigender Luftbewegung und oft mit Wolkenbildung verbunden, die Küstendivergenz mit Absinken und Wolkenauflösung.

Im Mittel ergeben sich je nach Anemometerhöhe und Bodenbeschaffenheit etwa folgende Werte für v_R und α (α = Winkel zwischen Druckgradient und Windrichtung).

Zone	α	v_R
Mitteleuropa	45°	0,4 v_g bis 0,7 v_g
West- und Nordeuropa	68°	0,5 v_g bis 0,9 v_g
Nordatlantik	80°	0,8 v_g bis 0,95 v_g

Über dem Festland beträgt demnach der Ablenkungswinkel etwa 45°, nimmt zur Küste hin (Westeuropa) bis 70° zu und erreicht auf offener See im Mittel 80°.

6.4.2. Reibungswind bei gekrümmten Strombahnen

Bei gekrümmten Strombahnen hat die Reibung dieselbe Wirkung auf den Gradientwind wie bei geraden Strombahnen auf den geostrophischen Wind. Die Luft wird von der Gradientwindrichtung zum tiefen Druck abgelenkt und ihre Geschwindigkeit vermindert. Im Bodenreibungsniveau fließt darum die Luft im Uhrzeigersinn aus dem Hochdruckgebiet aus und spiralförmig gegen den Uhrzeigersinn in das Tiefdruckgebiet hinein (Abb. 26). Hochdruckgebiete und Gebiete mit antizyklonaler Isobarenkrümmung sind darum Divergenzgebiete mit absinkender Luftbewegung und Wolkenauflösung, während Tiefdruckgebiete und Gebiete mit zyklonalem Isobarenverlauf Konvergenzgebiete darstellen mit aufsteigender Luftbewegung und Wolkenbildung. Der anisobare Massenfluß infolge Reibung vom Hoch zum Tief nimmt mit der Höhe sehr rasch ab und ist in etwa 4,5 km Höhe (600 mb) auf null abgeklungen. Dieses Niveau ist

im allgemeinen ein divergenzfreies Niveau in der Atmosphäre.

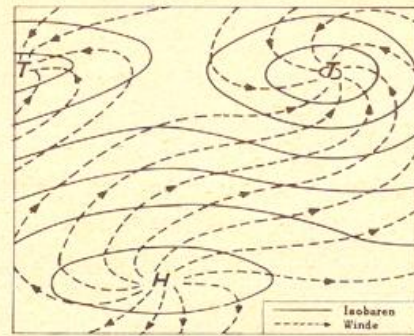


Abb. 26
Isobaren (Stromlinien) und Trajektorien
(nach REGULA-ZIMMERSCHIED)

6.4.3. Änderung des Windes mit der Höhe in der Bodenreibungsschicht

Infolge der Turbulenz beschränkt sich die Reibung zwischen Luft und Erdoberfläche nicht nur auf die Bodenreibungsschicht, sondern erfaßt je nach Größe der Turbulenz die bodennahen Schichten bis etwa 500 bis 1500 m, wobei der Reibungsfaktor nach oben abnimmt. Man erhält so im Mittel die in Tab. 8 und 9 angegebenen Werte für den Reibungswind in Prozent des reibungsfreien, geostrophischen Windes und für den Ablenkungswinkel zwischen dem Druckgradienten und der Windrichtung nach Untersuchungen von HELLMANN (Tab. 8) und SEELIGER (Tab. 9).

Höhe in m	0,05	0,25	0,5	1	2	50	30	125	250	500	1000
% von v_g	14	22	26	30	35	10	56	75	87	95	100

Höhe in m	10	250	500	750	1000	1500
α in Grad	52°	63°	75°	82°	87°	90°

Die Höhe, in welcher der Wind zum erstenmal, vom Boden kommend, die geostrophische Windrichtung erreicht, nennt man Reibungshöhe. Wie Tab. 8 und 9 zeigen, nimmt der Bodenwind bis zur Reibungshöhe zu und dreht dabei nach rechts.

6.5. Beschleunigte Luftbewegung und ageostrophischer Wind

Bei beschleunigter Luftbewegung muß eine Komponente des Druckgradienten \vec{F}_{gv} in Strömungsrichtung beschleunigend wirken. Es kann also nicht die gesamte Druckgradientkraft mit der Corioliskraft im Gleichge-

wicht sein, sondern nur die zur Strömungsrichtung senkrechte, der Corioliskraft \vec{F}_c entgegengerichtete Komponente \vec{F}_{gc} (Abb. 27). Dasselbe gilt für eine verzögerte Luftbewegung, wo eine der Strömungsrichtung entgegengesetzte Komponente \vec{F}_{gv} des Druckgradienten für die Verzögerung sorgen muß (Abb. 28).

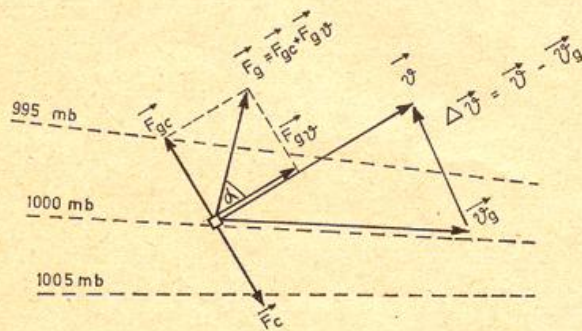


Abb. 27
Ageostrophischer Wind bei Isobarenkonfluenz

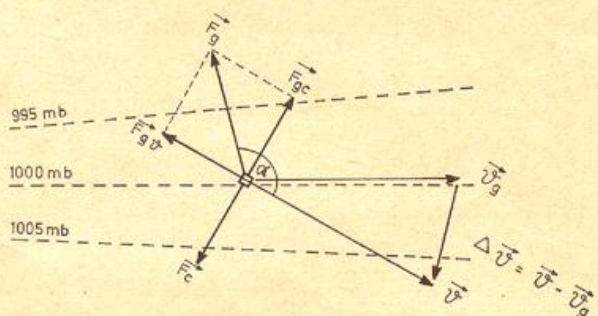


Abb. 28
Ageostrophischer Wind bei Isobarendiffluenz

Bei der vektoriellen Darstellung der beschleunigten oder verzögerten Luftbewegung beginnt man am besten mit der Geschwindigkeit \vec{v} . Auf ihr steht senkrecht nach rechts der Vektor \vec{F}_c und nach links der Vektor \vec{F}_{gc} . Beide sind gleich groß. Als beschleunigend oder verzögernd zeigt \vec{F}_{gv} in Richtung von \vec{v} bzw. entgegengesetzt von \vec{v} . Die Druckgradientkraft \vec{F}_g ist dann die resultierende aus $\vec{F}_{gv} + \vec{F}_{gc}$.

Man erkennt in den beiden Abbildungen, daß der Winkel α zwischen der Druckgradientkraft \vec{F}_g und der

Geschwindigkeit \vec{v} bei beschleunigter Bewegung kleiner als 90° ist und bei verzögerter Bewegung größer.

Das bedeutet bei Beschleunigung eine Strömungskomponente zum hohen Druck. Der wahre Wind \vec{v} weicht vom geostrophischen Wind \vec{v}_g ab. Der Differenzvektor $\Delta\vec{v} = \vec{v} - \vec{v}_g$ heißt „ageostrophischer Wind“.

Ein Luftquantum wird beschleunigt, wenn die Druckgradientkraft in Strömungsrichtung zunimmt oder die Isobaren bzw. Isohypsen in Strömungsrichtung konvergieren. Es wird verzögert, wenn sie divergieren. Im Falle konvergierender Isobaren kommt es demnach zu einer ageostrophischen Windkomponente zum tiefen Druck hin und damit zu einem ageostrophischen Massenfluß vom hohen zum tiefen Druck. Das bedeutet auf der Hochdruckseite der Isohypsenkonvergenz Druckfall und auf der Tiefdruckseite Druckanstieg. Umgekehrt sind divergierende Isohypsen mit einem ageostrophischen Massenfluß vom tiefen zum hohen Druck und darum mit Druckfall auf der Tiefdruckseite der Isohypsendivergenzzone und Druckanstieg auf der Hochdruckseite verbunden (Abb. 29).

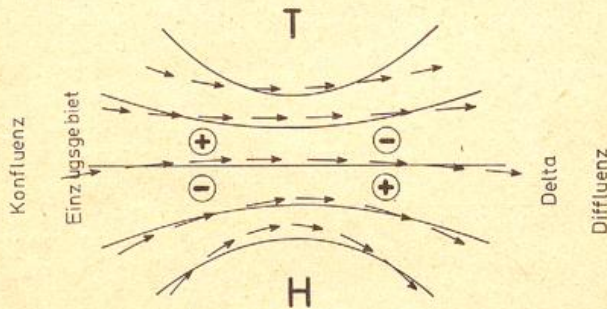


Abb. 29
Strombahnen bei Isohypsen-Konfluenz und -Diffluenz

Ein Vergleich mit einer rollenden Kugel oder fließendem Wasser soll zum besseren Verständnis obiger Betrachtung beitragen. Die Kugel wird nur dann beschleunigt, wenn sie in Richtung des Geopotentialgefälles abwärts rollt und verzögert, wenn sie gegen das Gefälle aufwärts rollt. Genauso ist eine Beschleunigung der Luft nur möglich, wenn sie nicht geostrophisch auf gleicher Druckhöhe fließt, sondern wenigstens eine geringe ageostrophische Komponente zum tiefen Druck besitzt. Umgekehrt ist eine Verzögerung der Luft nur möglich, wenn sie sich gegen das Gefälle druckaufwärts bewegt. Beschleunigende und verzögernde Kraft ist in beiden Fällen ein Teil der Druckgradientkraft.

Beschleunigung und Verzögerung der Kugel und der Luft bedeuten eine Änderung der kinetischen Energie. Nach dem Energieerhaltungssatz ist die Zunahme der kinetischen Energie der abwärts rollenden Kugel mit einer gleich großen Abnahme ihrer potentiellen Energie verbunden und umgekehrt. Das gleiche gilt natürlich für die bewegte Luft. Die Zunahme der kinetischen Energie bei konvergierenden Isohypsen erfolgt auf Kosten der potentiellen Energie des Druckfeldes. Die Abnahme der kinetischen Energie bei divergierenden Isobaren muß mit einer Zunahme der potentiellen Energie des Druckfeldes verbunden sein. Die potentielle Energie des Druckfeldes ist aber nichts anderes als das Druck- bzw. Isohypsengefälle. Je größer das Gefälle, desto größer die potentielle Energie des Druckfeldes. Bei konvergierenden Isobaren mit einer Zunahme der Geschwindigkeit und der kinetischen Energie in Strömungsrichtung muß darum das Druckgefälle abgebaut werden.

Das geschieht durch den ageostrophischen Massenabfluß vom hohen Druck zum tiefen Druck, der auf der Hochdruckseite mit Druckfall und auf der Tiefdruckseite mit Druckanstieg verbunden ist. Bei divergierenden Isobaren mit abnehmender Geschwindigkeit und kinetischer Energie in Strömungsrichtung nimmt die potentielle Energie des Druckfeldes entsprechend durch eine Verstärkung des Gefälles zu. Der ageostrophische Massenabfluß vom Tief zum Hoch sorgt nämlich durch eine Vertiefung des Druckes auf der Tiefdruckseite und eine Erhöhung auf der Hochdruckseite für eine Verstärkung des Druckgefälles.

Die kinetische Energie ist proportional dem Quadrat der Geschwindigkeit und darum ist auch ihre Änderung proportional der Änderung des Quadrates der Geschwindigkeiten. Es müssen also auch die damit verbundenen Druckänderungen proportional der Änderung des Quadrates der Geschwindigkeiten sein. Eine Änderung der Geschwindigkeit auf die Hälfte ergibt bei 100 m/s auf 50 m/s einen Wert von $100^2 - 50^2 = 7500$ und bei 10 m/s auf 5 m/s von $100 - 25 = 75$. Das Schwachwindfeld mit einer Änderung von 10 m/s auf 5 m/s zeigt zwar eine wesentlich stärker ins Auge fallende Richtungsdivergenz der Isohypsen als das Starkwindfeld, weist aber gegenüber letzterem eine 100mal geringere Änderung der kinetischen Energie auf.

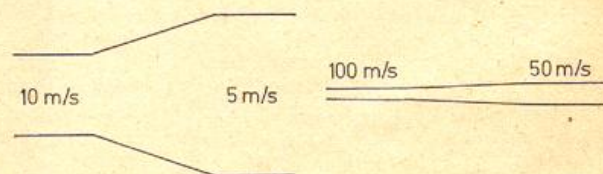


Abb. 30
Maßstabsgetreue Isohypsendiffluenz bei Windabnahme von 10 m/s auf 5 m/s und 100 m/s auf 50 m/s

Die Druckänderungen durch den ageostrophischen Massenfluß haben darum ihren Hauptsitz in dem Niveau maximaler kinetischer Energie der Strahlströme in der 300-mb- bzw. 200-mb-Fläche, und zwar im Bereich konvergierender bzw. divergierender Isohypsen oder in der Nähe der Strahlstromkerne (Isotachenmaximum). Den Bereich konvergierender Isohypsen nennt man Einzugsgebiet einer Frontalzone, den Bereich divergierender Isohypsen Delta (Abb. 29). Die gestrichelten Linien zeigen den schematischen Verlauf der Strombahnen durch den Kern eines Strahlstromes und den damit verbundenen ageostrophischen Massenfluß.

Der Druckfall im Delta der Frontalzone wurde schon bald nach der regelmäßigen Konstruktion der 500-mb-Karte von R. SCHERHAG erkannt und fand als SCHERHAGSche Divergenzregel Anwendung im synoptischen Dienst. Sie besagt, daß im Delta einer Frontalzone Druckfall und im Einzugsgebiet Druckanstieg zu erwarten ist.

Wie bereits gesagt, nennt man den Differenzvektor zwischen wahren Wind und geostrophischen Wind oder Gradientwind (bei gekrümmten Isobaren) ageostrophischen Wind. Alle nichtgradientischen Winde besitzen darum eine ageostrophische Komponente zum tiefen Druck, wenn der wahre Wind untergradientisch ist, und zum hohen Druck, wenn er übergradientisch ist. Bei untergradientischen Winden ist die Geschwindigkeit kleiner als dem Druckgradienten entspricht, und darum ist auch die Corioliskraft kleiner als die Druckgradientkraft (Abb. 31). Daraus resultiert eine Ablenkung des Windes zum tiefen Druck. Bei übergradientischen Winden ist die Geschwindigkeit größer als der Druck-

gradientkraft entspricht, und darum ist auch die Corioliskraft größer als die Druckgradientkraft, was eine Ablenkung zum hohen Druck zur Folge hat (Abb. 31). Untergradientische Winde herrschen infolge der Massenträgheit in Gebieten mit Isohypsenkonfluenz (Einzugsgebiet einer Frontalzone) und übergradientische in Gebieten mit Isohypsendiffluenz (Delta einer Frontalzone).

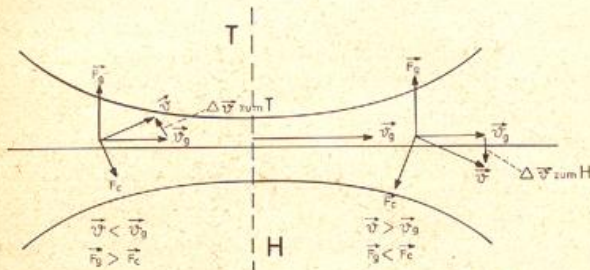


Abb. 31
Kräfte diagramm und ageostrophischer Massenfluß bei unter- und übergradientischen Winden

Der Ablenkungswinkel zwischen dem geostrophischen Wind (Isohypsenrichtung) und dem wahren Wind, hervorgerufen durch den ageostrophischen Wind, ist in den unteren Luftschichten, wo der Wind im allgemeinen schwächer als 20 m/s bleibt, nur gering. In höheren Schichten, wo häufig Winde zwischen 50 und 100 m/s auftreten, sind bei konvergierenden und divergierenden Isobaren größere Ablenkungswinkel bis zu 30° und mehr möglich.

6.6. Einfluß von Krümmungsänderungen auf den Wind

Nach Abschnitt 6.3 über den Gradientwind wird der Wind mit zunehmender zyklonalen Isobaren- oder Isohypsenkrümmung kleiner und mit zunehmender antizyklonalen Krümmung größer als der geostrophische Wind, in letzterem Falle allerdings nur bis zum doppelten geostrophischen Wind. Darum sind eine Zunahme der zyklonalen und eine Abnahme der antizyklonalen Krümmung mit einer Verzögerung der Luftbewegung und eine Abnahme der zyklonalen und Zunahme der antizyklonalen Krümmung mit einer Beschleunigung verbunden. Auch in diesem Falle kommt die Beschleunigung durch eine Komponente der Strömung in Richtung des Druckgefälles und die Verzögerung durch eine Komponente gegen das Druckgefälle zustande. Die Beschleunigung auf der Vorderseite eines Troges und der Rückseite eines Hochdruckkeiles ist mit einem ageostrophischen Massenfluß quer zu den Isobaren oder Isohypsen zum tiefen Druck verbunden und die Verzögerung auf der Rückseite des Troges und der Vorderseite eines Keiles mit einem ageostrophischen Fluß zum hohen Druck (Abb. 32). Bei einer wellenförmigen An-

ordnung der Isobaren oder Isohypsen ist darum die Amplitude der wellenförmigen Strombahnen größer als die Amplitude der Isolinien. Das gilt besonders für starke Windgeschwindigkeiten, wie z. B. in stark mäandernden Strahlströmen. Dieses Ausscheren der Strömung bei wellenförmigen Stromlinien kann natürlich auch als ein Effekt der Massenträgheit angesehen werden. Bei verzögerter Bewegung sind die Geschwindigkeit und darum die Corioliskraft zu groß, und bei beschleunigter Bewegung hinkt die Geschwindigkeit hinterher, und es ist die Corioliskraft zu klein, so daß im ersten Falle eine Ablenkung nach rechts zum hohen Druck und im zweiten Falle eine Ablenkung in entgegengesetzte Richtung zum tiefen Druck erfolgt.

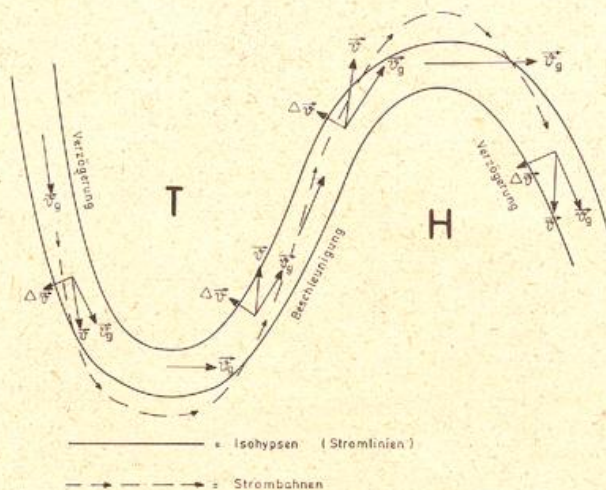


Abb. 32
Strombahnen und ageostrophischer Wind bei Trögen und Keilen

6.7. Der isallobarische Wind

Wenn der Druck irgendwo eine zeitliche Änderung erfährt durch Druckfall oder Druckanstieg, dann ändert sich natürlich auch die Druckgradientkraft, wodurch das geostrophische Gleichgewicht zwischen Druckgradientkraft und Corioliskraft gestört wird. Nimmt das Druckgefälle zu, dann überwiegt die Druckgradientkraft über die Corioliskraft und es kommt zu einem ageostrophischen Wind in Richtung des Druckgefälles. Bei Abnahme des Druckgefälles ist die Corioliskraft größer als die Druckgradientkraft, so daß ein ageostrophischer Wind in Richtung der Corioliskraft gegen das Druckgefälle entsteht. (Abb. 33 a zeigt die Verhältnisse bei einem Druckfallgebiet und Abb. 33 b bei einem Steiggebiet).

Zur Vereinfachung ist das isallobarische Zentrum auf die mittlere Isobare gelegt, während die Druckänderung auf der rechten und linken Isobare null ist.

Nach drei Stunden hat die mittlere Isobare bei Druckfall einen Wert von 1002 mb. Auf der Hochdruckseite

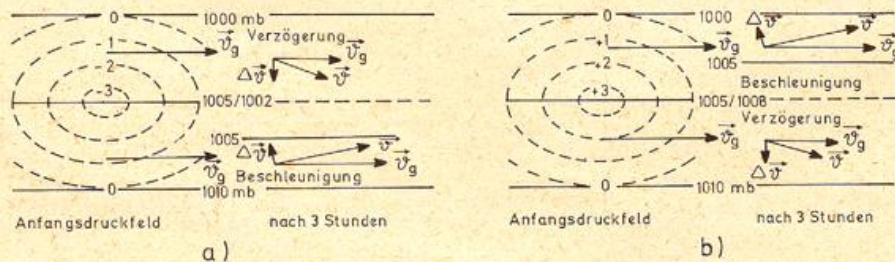


Abb. 33
Ageostrophische Winde bei Druckfall und Druckanstieg

des Fallzentrums vergrößert sich der Druckunterschied von 5 mb auf 8 mb, auf der Tiefdruckseite verringert er sich von 5 mb auf 2 mb. Das bedeutet auf der rechten Seite einen ageostrophischen Wind in Richtung der Corioliskraft nach rechts, in beiden Fällen aber zum Fallzentrum hin oder in Richtung des isallobarischen Gefälles.

Bei Druckanstieg liegen die Verhältnisse umgekehrt. Das Druckgefälle nimmt auf der Tiefdruckseite des Steiggebietes zu und auf der Hochdruckseite ab. Dadurch entstehen ageostrophische Winde, die vom Steigzentrum weggerichtet sind und somit wieder in Richtung des isallobarischen Gefälles von höheren zu tieferen Isallobaren verlaufen. Diese in Richtung des isallobarischen Gefälles wehende Windkomponente heißt „isallobarischer Wind“. Er ist um so stärker, je größer das isallobarische Gefälle oder je kleiner der Abstand der Isallobaren ist. Da der isallobarische Wind bei Druckfallgebieten in Richtung des Fallzentrums weht, erzeugt er dort eine Massenkonzentration (Massenzufluß), während er bei Steiggebieten, wo er vom Zentrum weggerichtet ist, mit Massendivergenz (Massenabfluß) verbunden ist. Wegen der Massenkonzentration sind Druckfallgebiete mit aufsteigender Luftbewegung und darum oft mit Wolken und Niederschlägen verbunden, während Drucksteiggebiete wegen Massendivergenz Absinken und Aufhebern verursachen können.

6.8. Vertikale Windverteilung

Abgesehen von der bodennahen Reibungsschicht gilt für die atmosphärische Strömung im Mittel das geostrophische oder das Gradientwindgesetz. Die Windschwwindigkeit ist darum in jeder Höhe von dem dort herrschenden Druckgefälle oder vom Isohypsengefälle der isobaren Flächen abhängig. Ändert sich das Isohypsengefälle in der Vertikalen, so muß auch der Wind eine Änderung mit der Höhe — auch vertikale Windscherung ($\frac{\Delta v}{\Delta z}$) genannt — erfahren. Nach der statischen Grundgleichung ist die Druckänderung mit der Höhe ($\frac{\Delta p}{\Delta z}$) eine eindeutige Funktion der mittleren Dichte oder der mittleren Virtuelltemperatur der Schicht Δz . Haben also zwei Orte verschiedene mittlere Virtuelltemperaturen, so müssen auch die einzelnen Druckflächen Höhenunterschiede und damit ein mit der Höhe veränderliches Isohypsengefälle in der Horizontalen aufweisen, was aber eine Änderung des Windes mit der Höhe zwischen den beiden Orten bedeutet. Dieser Zusammenhang zwischen horizontalem Temperaturfeld und vertikalem Druck- oder Windfeld ist die Grundlage für die Konstruktion der heutigen Höhenwetterkarten mit Hilfe der Temperatur- und Windsondierungen und für ihre Analyse und synoptische Auswertung.

6.8.1. Thermischer Wind oder Scherwind

Die Schichtdicke D zwischen zwei isobaren Flächen oder ihre relative Topographie ergibt sich nach Abschnitt 5 [18] zu:

$$D = 67.445 \cdot \log \frac{p_1}{p_2} \cdot \bar{T}_v$$

Sie ist nur noch eine Funktion der mittleren Virtuelltemperatur des betreffenden Ortes. Besteht zwischen zwei Aufstiegsstationen ein Temperaturunterschied in allen Schichten, so muß sich für jede einzelne Schicht zwischen zwei Isobarenflächen ein Schichtdickenunterschied ergeben von der Größe

$$\Delta D = 67.445 \cdot \log \frac{p_1}{p_2} \cdot \Delta \bar{T}_v \quad [22].$$

Dabei ist ΔD der vertikale Schichtdickenunterschied der beiden Orte und $\Delta \bar{T}_v$ die horizontale Differenz der mittleren Virtuelltemperatur. Bei der Addition der Schichtdickenunterschiede von unten nach oben ergeben sich mit der Höhe zunehmende Unterschiede zwischen den beiden Orten. Wenn aber das Gefälle der relativen Topographien mit der Höhe zunimmt, müssen sich das Gefälle der absoluten Topographien und damit die Stärke des Höhenwindes in demselben Sinne ändern. Die folgenden Zahlenwerte zeigen die Schichtdickenunterschiede zwischen den Hauptisobarenflächen für 1° mittleren Virtuelltemperaturunterschied und ihre Summierung von der 1000-mb-Fläche nach oben.

D	ΔD (für $\Delta \bar{T}_v = 1^\circ \text{C}$)	ΔD über 1000 mb (für $\Delta \bar{T}_v = 1^\circ \text{C}$)
850/1000	5 gpm	5 gpm
700/ 850	6 gpm	11 gpm
500/ 700	10 gpm	21 gpm
300/ 500	15 gpm	36 gpm
200/ 300	12 gpm	48 gpm
100/ 200	21 gpm	69 gpm

Was für den Schichtdickenunterschied ΔD und den Unterschied der mittleren Virtuelltemperatur der Schicht $\Delta \bar{T}_v$ gilt, hat natürlich auch für deren durch den Stationsabstand Δn dividierten Wert $\frac{\Delta D}{\Delta n}$ und $\frac{\Delta \bar{T}_v}{\Delta n}$ Geltung, welche das horizontale Gefälle oder den horizontalen Gradienten von D und \bar{T}_v bedeuten.

Aus dem Abschnitt über Topographien wissen wir, daß die absolute Topographie einer Millibarfläche H sich ergibt aus der absoluten Topographie der 1000-mb-Fläche H_{1000} + der relativen Topographie D ,

$$H = H_{1000} + D.$$

Dasselbe gilt für die Höhenunterschiede zweier Orte und für ihr Gefälle (Abb. 34).

$$\frac{\Delta H}{\Delta n} = \frac{\Delta H_{1000}}{\Delta n} + \frac{\Delta D}{\Delta n} \quad [23].$$

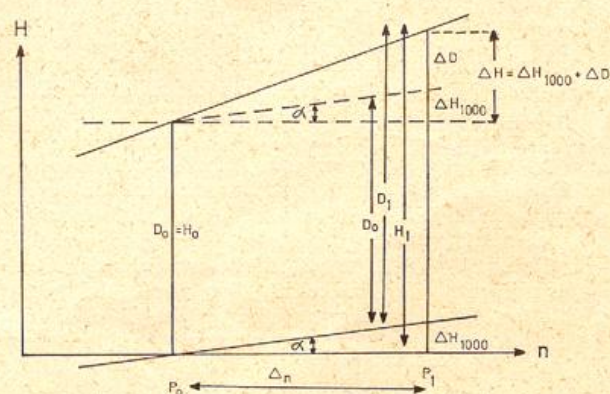


Abb. 34
Zusammenhang zwischen absoluter und relativer Topographie und ihrem Gefälle

Nach Gleichung [12] ist aber $\frac{\Delta H}{\Delta n} = \frac{1}{9.8} \cdot v_g$, dies in [23] eingesetzt, erhält man

$$\frac{1}{9.8} \cdot v_{gp} = \frac{1}{9.8} \cdot v_{g1000} + \frac{\Delta D}{\Delta n}$$

oder $\frac{9.8}{1} \cdot \frac{\Delta D}{\Delta n} = v_{gp} - v_{g1000} \quad [24].$

(v_{gp} ist der geostrophische Wind in der oberen Millibar-

fläche und v_{g1000} der Wind in der 1000-mb-Fläche, die Differenz beider Windvektoren $\vec{v}_{gp} - \vec{v}_{g1000}$ nennt man Scherwind) (Abb. 35).

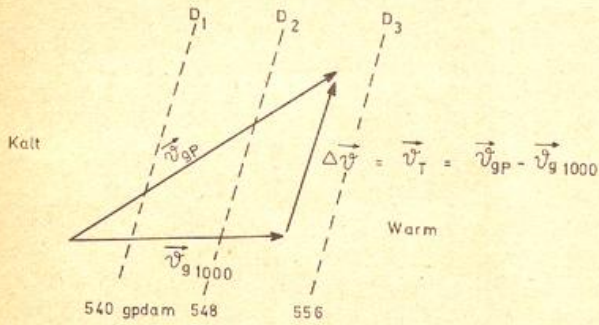


Abb. 35
Scherwind und Isohypsen der relativen Topographie

Gleichung [24] hat dieselben Größen wie Gleichung [12] für den geostrophischen Wind, wenn man den Isohypsengradienten der absoluten Topographie $\frac{\Delta H}{\Delta n}$ durch den Isohypsengradienten der relativen Topographie $\frac{\Delta D}{\Delta n}$ ersetzt. Wegen des Zusammenhanges des Scherwindes mit dem horizontalen Schichtdickengradienten $\frac{\Delta D}{\Delta n}$ und damit des horizontalen Gradienten der mittleren Virtuelltemperatur, wird er auch „Thermischer Wind“ v_T genannt und es gilt

$$\vec{v}_T = \vec{v}_{gp} - \vec{v}_{g1000} \quad [25].$$

Der Scherwind oder thermische Wind ist kein echter Wind, sondern der Windänderungsvektor zwischen dem geostrophischen Wind einer Druckfläche und dem der 1000-mb-Fläche. Der thermische Wind steht senkrecht auf dem Isohypsengefälle der relativen Topographie, und zwar so, daß das Gefälle nach links zeigt, oder was dasselbe ist, er verläuft parallel zu den Isolinien der relativen Topographie, und zwar so, daß die tiefen Werte links liegen. Seine Größe wächst mit dem Isohypsengefälle.

Da das thermische Windgesetz die gleiche Form besitzt wie das geostrophische Windgesetz, läßt sich das geostrophische Windlineal bei gegebenem Scherwind genau so für die Konstruktion von relativen Topographien verwenden wie für die Konstruktion von absoluten Topographien bei gegebenen Winden der isobaren Flächen. Dazu muß der Scherwind aus der Windmessung durch Bildung der Vektordifferenz der entsprechenden Millibarfläche und der 1000-mb-Fläche gewonnen werden. Da die 1000-mb-Fläche häufig unter dem Stationsniveau oder innerhalb der Bodenreibungsschicht liegt, wird als Ersatz für den 1000-mb-Wind der dem geostrophischen Wind näherkommende Wind der 850-mb-Fläche benutzt.

Wegen des Zusammenhanges zwischen Größe und Richtung des Scherwindes mit dem Abstand und der Richtung der Isohypsen der relativen Topographie enthält die relative Topographie neben ihren Höhenangaben auch Richtung und Betrag des Scherwindes in derselben Form, wie die absolute Topographie den wahren Wind.

6.8.2. Zusammenhang zwischen horizontalem Temperaturgradienten und vertikaler Windscherung

Die Gleichung für die Schichtdicke $D = 67,445 \cdot \log \frac{p_1}{p_2} \cdot \bar{T}_v$ hat die Form $D = a \cdot \bar{T}_v$, da $67,445 \cdot \log \frac{p_1}{p_2}$

eine Konstante (a) ist. Wenn D und \bar{T}_v einander proportional sind, dann sind auch ihre relativen Änderungen

$$\frac{\Delta D}{D} \text{ und } \frac{\Delta \bar{T}_v}{\bar{T}_v} \text{ proportional. Es gilt also}$$

$$\frac{1}{D} \cdot \frac{\Delta D}{\Delta n} = \frac{1}{\bar{T}_v} \cdot \frac{\Delta \bar{T}_v}{\Delta n} \quad [26].$$

Daraus ergibt sich durch Verwendung der Gleichung [24]

$$\frac{\Delta v}{D} = \frac{9,8}{1} \cdot \frac{1}{\bar{T}_v} \cdot \frac{\Delta \bar{T}_v}{\Delta n} \quad [27].$$

Der Ausdruck $\frac{\Delta v}{D}$ bedeutet die Windscherung zwischen der unteren und oberen Millibarfläche, dividiert durch den Abstand der Millibarflächen, was dasselbe ist wie die vertikale Windscherung $\frac{\Delta v}{\Delta z}$.

Wählt man die Unterschiede der Millibarflächen und damit ihren Abstand Δz winzig klein und macht man dasselbe mit dem horizontalen Abstand der beiden Orte Δn , dann wird aus der Differenzenform der Gleichung [27] ihre Differentialform:

$$\frac{dv}{dz} = \frac{9,8}{1} \frac{1}{\bar{T}_v} \cdot \frac{d\bar{T}_v}{dn} \quad (dz \text{ in gpm}) \quad [28].$$

Wir können bei derartig winzig kleinen vertikalen Abständen der Millibarflächen auf eine Mittelung der Virtuelltemperatur in diesen dünnen Schichten verzichten, was in Gleichung [28] durch Weglassen des Querstriches geschehen ist. \bar{T}_v ist nunmehr die Virtuelltemperatur einer Isobarenfläche und $\frac{dT_v}{dn}$ der Temperaturgradient.

Gleichung [28] gibt den Zusammenhang des vertikalen Windänderungsvektors $\left(\frac{d\vec{v}}{dz}\right)$ mit dem horizontalen

Temperaturgefällevektor in einer isobaren Fläche $\left(\frac{d\bar{T}_v}{dn}\right)$ wieder. Man nennt dieses Gesetz darum thermisches Windgesetz. Es besagt: Die vertikale Windänderung ist proportional dem horizontalen Temperaturgefälle.

Da es sich hierbei um Vektoren handelt, muß ihre positive bzw. negative Richtung definiert sein. Der Temperaturgradientvektor $\frac{d\bar{T}_v}{dn}$ steht senkrecht auf den Isothermen der betrachteten Millibarfläche (z. B. der absoluten Topographie 850 mb, 700 mb, 500 mb . . .) und ist nach den tieferen Werten gerichtet. Der vertikale Windänderungsvektor $\frac{d\vec{v}}{dz}$ verläuft senkrecht nach rechts zum Temperaturgefällevektor und damit parallel zu den Isothermen, und zwar so, daß die tieferen Werte der Isothermen (kalte Luft) auf der Nordhalbkugel links (auf der Südhalbkugel rechts) liegen. Man kann darum das thermische Windgesetz auch folgendermaßen definieren:

Nimmt die Temperatur (auf der Nordhalbkugel) stromabwärts gesehen auf einer Isobarenfläche nach links ab (zu), dann nimmt der Wind nach oben zu (ab).

Ist das isobare Temperaturgefälle Null, dann bleibt der Wind mit der Höhe konstant.

Im ersten Fall wird die isobare Fläche von isothermen Flächen oder Flächen gleicher Dichte (Isopyknen) geschnitten. Die isothermen Flächen besitzen gegenüber den Druckflächen eine Neigung. Man nennt diesen Zustand baroklin.

Wenn das horizontale (isobare) Temperaturgefälle Null ist, dann verlaufen Druckflächen und isotherme

oder isopyknische Flächen parallel und schneiden sich nicht. Sie sind gleichgerichtet (barotrop).

Die Schnittlinien der isothermen Flächen mit isobaren Flächen sind die Isothermen in den absoluten Topographien. Wo aber in einer absoluten Topographie zahlreiche Isothermen verlaufen, ist eine barokline Zone. In ihr muß nach dem thermischen Windgesetz der Wind mit der Höhe zunehmen. Das sind die Gebiete, wo kalte und warme Luftmassen aneinander grenzen, die Fronten und Frontalzone.

Sie sind darum in höheren Schichten an der zugehörigen Starkwindzone, einem Strahlstrom (Jet-stream), zu erkennen. Weil oberhalb der Tropopause sich das Temperaturgefälle umkehrt — über kalter Troposphäre warme Stratosphäre und über warmer Troposphäre kalte Stratosphäre — muß dort die Windzunahme in eine Windabnahme übergehen, so daß in Tropopausen eine Max.-Windschicht (Schicht maximaler Windgeschwindigkeit) entsteht.

In Gebieten ohne Temperaturgegensätze, z. B. in einheitlichen Luftmassen, ist nach dem thermischen Windgesetz die Windänderung mit der Höhe gleich Null. Die Windgeschwindigkeit bleibt konstant, und es fehlt darum das Starkwindfeld in der Höhe. Solche Felder mit großen Isothermenabständen in der absoluten Topographie sind barotrop.

Wegen der starken Windzunahme mit der Höhe in Frontalzone sind diese im Höhenwindfeld besser zu erkennen als im Temperaturfeld. P. RAETHJEN hat darum mit Recht definiert: „Frontalzone sind starke atmosphärische Ströme zwischen zwei windschwachen Wetterluftmassen (dem Golfstrom im Meere vergleichbar) mit starkem horizontalem (isobarem) Temperaturgefälle senkrecht zum Strom.“

6.8.3. Vertikale Windänderung und Advektion

Die Abb. 35 zeigt den Zusammenhang zwischen dem Winddifferenzvektor des geostrophischen Windes der unteren Isobarenfläche und der oberen Isobarenfläche einer Schicht. Er verläuft parallel zu den Schichtdickelinien (Isolinien der relativen Topographie) oder zu den Isothermen der mittleren Virtuelltemperatur, und zwar so, daß die tieferen (kalten) Werte links und die höheren (warmen) Werte rechts liegen. Unter dieser Voraussetzung erkennt man aus der Abb. 36, daß bei einer Linksdrehung des Windes von unten nach oben der untere und obere Wind aus einem Gebiet kälterer Isothermen in ein Gebiet wärmerer Isothermen wehen und darum Kaltluft heranführen. Umgekehrt zeigt Abb. 37, daß bei einer Rechtsdrehung des Windes von unten nach oben Warmluft herangeführt wird.

Haben beide Winde dieselbe Richtung (Abb. 38), dann verlaufen der Differenzvektor $\Delta \vec{v}_g$ und damit auch die

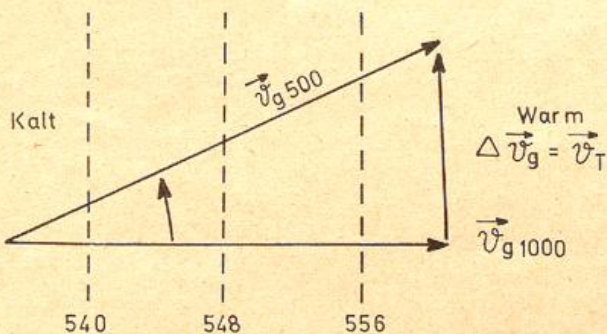


Abb. 36
Kaltluftadvektion

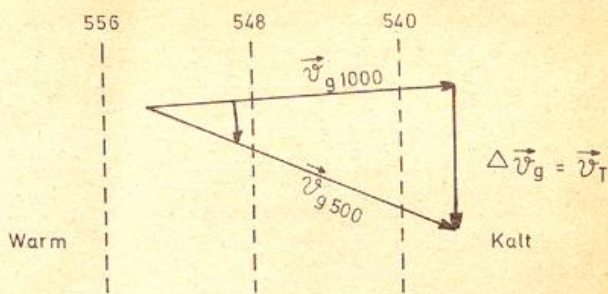


Abb. 37
Warmluftadvektion

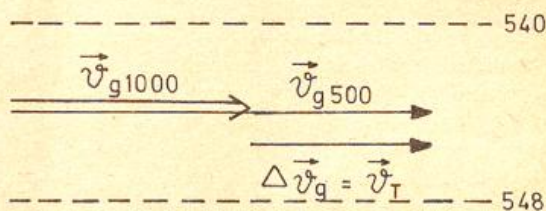


Abb. 38
Keine Advektion

Isothermen parallel zum oberen und unteren Wind, und es findet keine Isothermenverlagerung und damit weder Warm- noch Kaltluftadvektion statt, denn die Isothermenverlagerung erfolgt mit der isothermensenkrechten Komponente des Windes.

6.9. Lokale Windsysteme

Die bisherigen Betrachtungen über den geostrophischen Wind oder Gradientwind haben nur Gültigkeit für großräumige Luftbewegungen in der Größenordnung von über 20 km. Bei kleinräumigen Druckgefälle und damit kleinräumigen Beschleunigungs- und Bewegungsvorgängen wirkt sich die Corioliskraft kaum aus, so daß die Luftbewegung dem Druckgefälle folgt. Überall dort, wo meist aus thermischen Gründen kleinräumige Druckgradienten entstehen, z. B. im Zusammenhang mit unterschiedlicher Erwärmung und Abkühlung im Tagesrhythmus, entwickeln sich lokale Luftströmungen. Die bekanntesten lokalen Windsysteme sind der Land- und Seewind sowie der Berg- und Talwind.

6.9.1. Land- und Seewind

Seewind

In der Ausgangssituation, z. B. am Morgen eines schönen Sommertages, bestehen zwischen der Luft über Land und See weder Druck- noch Temperaturgegensätze. Die Isobarenflächen verlaufen demzufolge horizontal (Abb. 39a). Bei Sonneneinstrahlung erwärmt sich das Land infolge kleinerer Wärmekapazität und geringerer Eindringtiefe der Strahlung schneller als das Wasser. Die bodennahen Luftschichten nehmen nachfolgend an dieser Erwärmung teil, über Land rücken die Isobarenflächen weiter auseinander als über der Wasseroberfläche (Abb. 39b). In der Höhe entsteht hierdurch ein Druckgefälle vom Land zum Meer, und somit erfolgt ein Massenabfluß. Dieser wiederum bewirkt am Boden Luftdruckfall über dem Festland, Druckanstieg über dem Meer; denn Massenabfluß verringert, Massenzufluß verstärkt den Druck auf die Unterlage.

Im nunmehr erreichten Endstadium (Abb. 39c) herrscht am Boden hoher Druck über dem Meer, tiefer Druck über dem Festland. Infolge der nach wie vor bestehenden unterschiedlichen Erwärmung bleibt aber die Druckverteilung in der Höhe erhalten: hoher Druck über dem Festland, tiefer Druck über See.

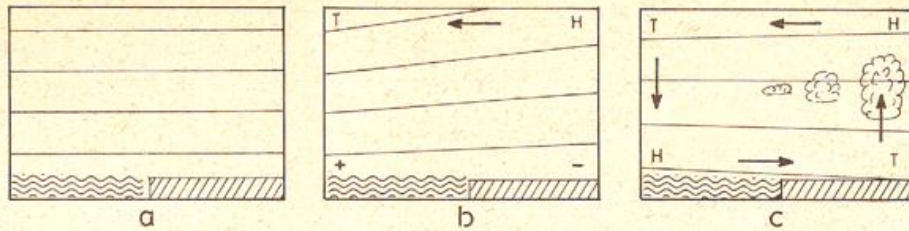


Abb. 39 a, b, c
Entstehung des Seewindes

Die über dem Bodentief sich entwickelnde aufsteigende Luftbewegung führt meist zur Bildung von Konvektionsbewölkung (am Boden Zufuhr feuchter Luft), die, wenn sie mit der Höhenströmung aufs Meer hinausdrift, sich dort in der absteigenden Luftbewegung wieder auflöst.

Von der Ausgangssituation bis zum Einsetzen des Seewindes vergehen, je nach Beschaffenheit des Festlandsuntergrundes, 3–5 Stunden. An den deutschen Küsten beginnt er meist gegen 10 Uhr zu wehen.

Landwind

Mit sinkender Sonne stellt sich allmählich wieder die Ausgangslage her. Doch sie hält nicht lange an. Bei überwiegender Ausstrahlung äußert sich die geringere Wärmekapazität des festen Bodens und der fehlende Wärmenachschub von unten darin, daß das Festland nun rascher auskühlt als das Wasser. Es kühlt sich also auch die Luft über dem Festland stärker ab. Demzufolge rücken hier die Isobarenflächen näher aneinander. Es entsteht in der Höhe ein Druckgefälle vom Meer zum Land (Abb. 40a).

Die weiter folgende Entwicklung ist die genaue Umkehrung der beim Seewind beobachteten. Am Boden fällt der Luftdruck über dem Meer, steigt dafür über

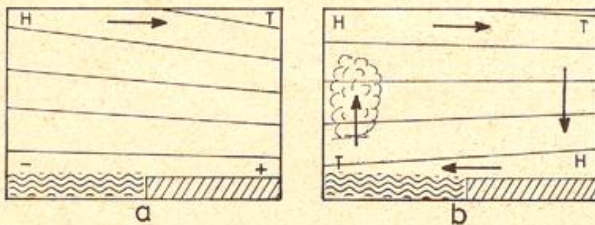


Abb. 40 a, b
Entstehung des Landwindes

dem Festland an. Infolgedessen entsteht über dem Festland ein Hoch, über See tiefer Druck, und damit setzt der Landwind ein (Abb. 40b).

Die aufsteigende Luftbewegung mit Quellwolkenbildung findet bei Nacht über dem Meer, die absteigende mit Wolkenauflösung über dem Festland statt.

6.9.2. Berg- und Talwind

Auch hier entstehen Temperaturunterschiede, aber nicht wegen verschiedener Wärmekapazität des Untergrundes. Vielmehr daraus, daß bei Ein- bzw. Ausstrahlung der Untergrund sich erwärmt bzw. abkühlt, die darüberliegenden Luftschichten aber davon um so weniger beeinflusst werden, je größer ihr Abstand zum Untergrund ist.

Talwind

Bevor vom eigentlichen Talwind gesprochen wird, müssen die Verhältnisse an einem einzelnen Hang betrachtet werden: Wieder gibt es in der Ausgangssituation keine Temperaturunterschiede. Bei Einstrahlung aber erwärmt sich der Untergrund, die bodennächsten Luftschichten folgen. Es entsteht also eine flache Warmluftschicht, am Hang ebenso wie in der Ebene (Abb. 41a). Es ergibt sich ein Temperaturanstieg und damit ein Dichtegefälle zum Hang hin, weshalb nun eine zum Hang gerichtete Strömung einsetzt, die schließlich hangaufwärts fließt. Ersatzweise steigt über dem Hangvorland dafür Luft ab (Abb. 41b).

Handelt es sich nicht um einen einzelnen Hang, sondern sind zahlreiche solche Hangflächen vorhanden, die etwa ein Haupt- und mehrere Seitentäler begleiten, so wird sich, besonders stark im unteren Teil des Haupttales, ein kräftiger, talaufwärts gerichteter Luftstrom entwickeln, der Talwind (Abb. 41c).

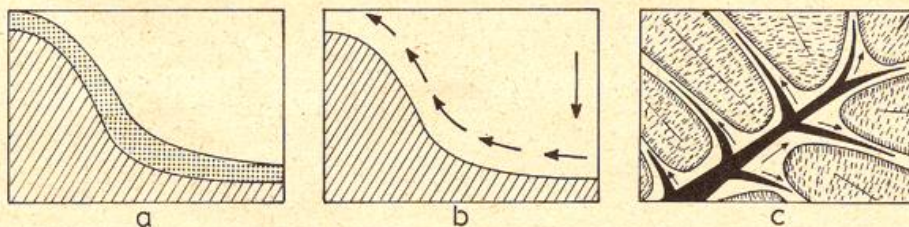


Abb. 41 a, b, c
Entstehung des Talwindes

Bergwind

Hat sich gegen Abend die Ausgangslage wieder eingestellt, so folgt nun bei fehlender Einstrahlung Abkühlung des Untergrundes und der bodennahen Luftschichten. Die gegenüber der benachbarten Luft kältere und damit dichtere, dünne Luftschicht am Hang fließt abwärts (Abb. 42a). Bei dem oben genannten Haupttal mit

Seitentälern und zahlreichen Hängen fließt alle Luft nun im Haupttal zusammen und dort weht jetzt der Bergwind, dessen Stärke nicht zuletzt von der Größe des Einzugsgebietes abhängt (Abb. 42b). Ein solch großes Einzugsgebiet hat beispielsweise die Wisper. So erreicht der *Wisperwind* bei Lorch am Rhein Geschwindigkeiten von 6 m/sec, während es in angrenzenden Gebieten windschwach oder gar windstill ist.

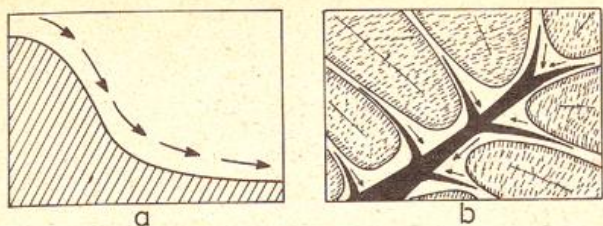


Abb. 42 a, b
Entstehung des Bergwindes

6.10. Besonders markante Winde

In manchen Gebieten der Erde treten Winde auf, die von ganz markanten Erscheinungen begleitet sind, oder die sehr beständig aus einer bestimmten Richtung wehen und darum im Volksmund einen eigenen Namen erhalten haben. Die hier folgende Aufzählung soll einige dieser Winde und ihre Eigenschaften beschreiben. Ihre Voraussetzung ist jeweils eine bestimmte großräumige Luftdruckverteilung.

6.10.1. Föhn

Liegt der Kern eines kräftigen Tiefs etwa über den Britischen Inseln und erfaßt sein Strömungsfeld auch den Alpenraum, dann stellt sich dort eine südliche Luftbewegung ein. Die feuchtwarne Mittelmeerluft fließt gegen die Alpen und wird zum Aufsteigen gezwungen. Dieser Aufstieg erfolgt zunächst trockenadiabatisch mit 1°C Abkühlung pro 100 m (über adiabatische Prozesse siehe Abschnitt 8.2). Schon in relativ geringer Höhe (500–1000 m NN) wird das Kondensationsniveau erreicht, Wolkenbildung setzt ein. Der weitere Aufstieg erfolgt feuchtadiabatisch. Die Temperaturabnahme ist um die laufend freiwerdende Kondensationswärme des zu Wolkenröpfchen kondensierenden und als Niederschlag ausfallenden oder sich am Gebirge absetzenden Wassers geringer als 1°C pro 100 m. Die auf der Nordseite absinkende Luft erwärmt sich zunächst ebenfalls nur feuchtadiabatisch, weil jetzt zum Verdunstungsprozeß der Wolkenröpfchen der absinkenden Luft Wärme entzogen wird. Da aber der größte Teil des kondensierten Wassers bis zum Kamm als Niederschlag ausgefallen ist, sind nach kurzer Fallstrecke die Wolkenröpfchen auf der Leeseite verdunstet, so daß sich die Luft für den Rest der Fallstrecke um 1°C pro 100 m erwärmen kann. Sie erreicht darum das Voralpenland (500–700 m NN) wärmer und wesentlich trockener, als sie südlich der Alpen war, und zwar um den Betrag der Kondensationswärme des ausgefallenen Niederschlages.

Föhnartige Erscheinungen findet man fast überall auf der Leeseite von Gebirgen, nicht immer freilich so ausgeprägt wie den Alpenföhn, den *Chinook* auf der Ostseite der Rocky Mountains (in der Westwinddrift) oder aber die Leewirkung, die südlich Grönlands auf der Westseite eines Islandtiefs öfters zu beobachten ist.

6.10.2. Bora

Strömt aus einem winterlichen sibirischen Hoch Luft über den Balkan hinweg westwärts, dann fällt diese Luft an der Dalmatinischen Küste ca. 1000 m zur Adria ab. Trotz adiabatischer Erwärmung um etwa 10°C bringt die Bora eine empfindliche Abkühlung mit sich, weil die Adria und der angrenzende Küstenstreifen auch im Winter relativ hohe Temperaturen von $10-13^\circ$ aufweisen, während es sich bei der herangeführten Luft um sibirische Kaltluft handelt.

6.10.3. Mistral

Bei hohem Druck über Westeuropa und tiefem Druck im Golf von Genua (Genua-Zyklone) stellt sich über

Frankreich eine Nordströmung ein. Diese erfährt im Rhonetal (Lyon - Marseille) durch den Düseneffekt der benachbarten Gebirgszüge eine bedeutende Verstärkung bis zur Sturmstärke, während westlich und östlich davon geringere Windgeschwindigkeiten beobachtet werden. Die Starkwindzone reicht meist noch weit auf das Mittelmeer hinaus. Als Nordwind bringt der Mistral meist Abkühlung mit sich.

6.10.4. Scirocco

Zieht ein Tief über das Mittelmeer ostwärts, so treten an seiner Vorderseite südliche, aus der Wüste Nordafrikas kommende Winde auf, die in den einzelnen Ländern verschiedene Namen haben (u. a. *Samum*, *Chamsin*, *Sahel*, *Ghibli*). Es handelt sich dabei zunächst um trocken-heiße Winde, die dann, wenn sie das Mittelmeer auf kurzem Wege überqueren, wie z. B. von Marokko nach Spanien, in letztgenanntem Land binnen kurzem die Vegetation verdorren lassen. Führt der Weg über größere Strecken des Mittelmeeres, so reichert sich die Luft mit Feuchtigkeit an. Dieser feuchtwarne Wind wird in Südeuropa (Griechenland, Dalmatien, Italien) als Scirocco bezeichnet und führt häufig zu ergiebigen Niederschlägen.

7. Der Wasserdampf in der Atmosphäre

Wasserdampf ist die Gasform des Wassers. Er ist unsichtbar und geruchlos und ist einer der wichtigsten Bestandteile der Luft für das Wettergeschehen.

7.1. Wasserdampfverteilung, Quellen und Senken

Die Hauptwasserdampfquelle ist die Erdoberfläche, die durch Verdunstung von Wasser und durch die Pflanzentranspiration Wasserdampf liefert, und auf der Erdoberfläche sind es die warmen, wasserreichen Gebiete. Die stärksten Wasserdampfquellen stellen darum die warmen Meeresgebiete dar. Hauptwasserdampfsenken sind die Kälte- und Trockengebiete der Erde. Das sind wegen der Temperaturabnahme mit der Höhe an erster Stelle die höheren Luftschichten, in denen der Wasserdampf durch Kondensation ausscheidet. Weil die Erdoberfläche Hauptquellgebiet und die höheren Luftschichten Hauptsenke des Wasserdampfes sind, befindet sich etwa die Hälfte des atmosphärischen Wasserdampfes in der Grundschicht unterhalb 2 km. Oberhalb der Tropopause werden nur mehr Spuren von etwa einem Promille angetroffen. Die großen räumlichen (Land-See, warme-kalte Gebiete) und tages- und jahreszeitlichen Unterschiede sowohl der Wasserdampfquellen, als auch der Senken, sorgen für starke Schwankungen des Volumenanteiles des Wasserdampfes im Gasgemisch Luft. Er kann bei hohen Temperaturen bis 4% erreichen. Das sind etwa 50 Gramm Wasserdampf pro Kubikmeter Luft.

7.2. Meßgrößen des Wasserdampfes

Wasserdampf ist kein ideales Gas, sondern ein Dampf und gehorcht darum nur in ungesättigtem Zustand dem Gasgesetz. Man muß bei seinen Meßgrößen zwischen ungesättigtem Wasserdampf in der Atmosphäre – feuchte Luft genannt – und gesättigtem Wasserdampf – meist gesättigte Luft genannt – unterscheiden.

7.2.1. Feuchte Luft

Zur Angabe des Wasserdampfes feuchter Luft werden folgende Meßgrößen verwendet:

1) Die absolute Feuchte oder Wasserdampfdichte (a)

Für ein Gemisch aus Wasserdampf und trockener Luft ist die absolute Feuchte (a) oder die Wasserdampf-

dichte das Verhältnis der Masse des Wasserdampfes (m_w) zum Volumen (V) der Mischung

$$a = \frac{m_w}{V} = \rho_w.$$

Die Dichte ρ_w wird im allgemeinen in g/cm^3 oder in kg/m^3 angegeben und a in g/m^3 . Dann ist $a = 10^6 \cdot \rho_w$ bzw. $10^3 \cdot \rho_w$. Wählt man für beide dieselben Dimensionen, dann sind Dichte und absolute Feuchte identisch.

Nach der Gasgleichung, die nur für ungesättigten Wasserdampf gilt, lassen sich ρ_w und a berechnen:

$$\rho_w = a = \frac{e}{R_w \cdot T} = \frac{216 \cdot e}{T} \text{ [g/m}^3\text{]}$$

e = Dampfdruck in mb

R_w = Gaskonstante für Wasserdampf =

$$4,62 \cdot 10^{-3} \left[\frac{\text{mb}}{\text{g} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{grad}} \right]$$

T = absolute Temperatur.

2) Das Mischungsverhältnis (m)

Das Mischungsverhältnis (m) feuchter Luft ist das Verhältnis der Masse des Wasserdampfes (m_w) zur Masse (m_L) der zugehörigen trockenen Luft (m_L),

$$m = \frac{m_w}{m_L} = \frac{\rho_w}{\rho_L} = \frac{622 \cdot e}{P - e} \text{ [g/kg]}$$

P = Luftdruck

e = Dampfdruck.

Da e sehr viel kleiner ist als P (etwa 1% von P), gilt angenähert

$$m \approx \frac{622 \cdot e}{P}.$$

3) Die spezifische Feuchte (s)

Die spezifische Feuchte feuchter Luft ist das Verhältnis aus der Masse des Wasserdampfes (m_w) zur Masse der feuchten Luft ($m_w + m_L$), in welcher der Wasserdampf enthalten ist,

$$s = \frac{m_w}{m_w + m_L} = \frac{\rho_w}{\rho_w + \rho_L} = \frac{622 \cdot e}{P - 0,378 \cdot e}.$$

Auch für s gilt noch besser als für m

$$s \approx \frac{622 \cdot e}{P}.$$

Das Mischungsverhältnis ist nur ein wenig größer als die spezifische Feuchte, und für beide gilt als gute Annäherungsformel

$$m \approx s \approx \frac{622 \cdot e}{P}.$$

4) Dampfdruck (e)

Der Dampfdruck (e) ist der Partialdruck des Wasserdampfes im Gasgemisch Luft. Nach dem Dalton'schen Gesetz verhält sich in einem Gasgemisch jedes Gas so, als wäre es allein vorhanden. Der Gesamtdruck des Gasgemisches ergibt sich aus der Summe der Teildrücke sämtlicher darin enthaltener Gase.

Wasserdampf ist kein ideales Gas, sondern ein Dampf und gehorcht darum nur bis zur Sättigung dem Gasgesetz für Wasserdampf:

$$e = \rho_w \cdot R_w \cdot T.$$

7.2.2. Gesättigte Luft

Der Ausdruck gesättigte Luft ist physikalisch nicht exakt. Gemeint ist dabei Luft mit gesättigtem Wasser-

dampf. Feuchte Luft ist bei einer bestimmten Temperatur und gegebenem Druck gesättigt, wenn ihr Mischungsverhältnis so groß ist, daß die feuchte Luft sich mit der flüssigen oder festen Phase ebenen Wassers im Gleichgewicht befindet (s. dazu Abschnitt 9).

Da bei Phasengleichgewicht zwischen Wasserdampf und Wasser oder Eis höhere Feuchtwerte nicht möglich sind, bezeichnet man sie oft auch als maximale Werte. Alle unter 7.2.1. aufgeführten Größen werden bei Sättigung mit dem Zusatz „Sättigungs-“ oder „maximal“ und ihre Symbole mit großen Buchstaben gekennzeichnet:

- 1) absolute Sättigungsfeuchte (A)
- 2) Sättigungsmischungsverhältnis (M)
- 3) spezifische Sättigungsfeuchte (S)
- 4) Sättigungsdampfdruck E ist nur noch eine Funktion der Temperatur; nach der Magnus'schen Formel ist

$$E = 6.11 \cdot 10^{\frac{7.4475 \cdot t}{234,67 + t}}$$

E in mb, t in °C.

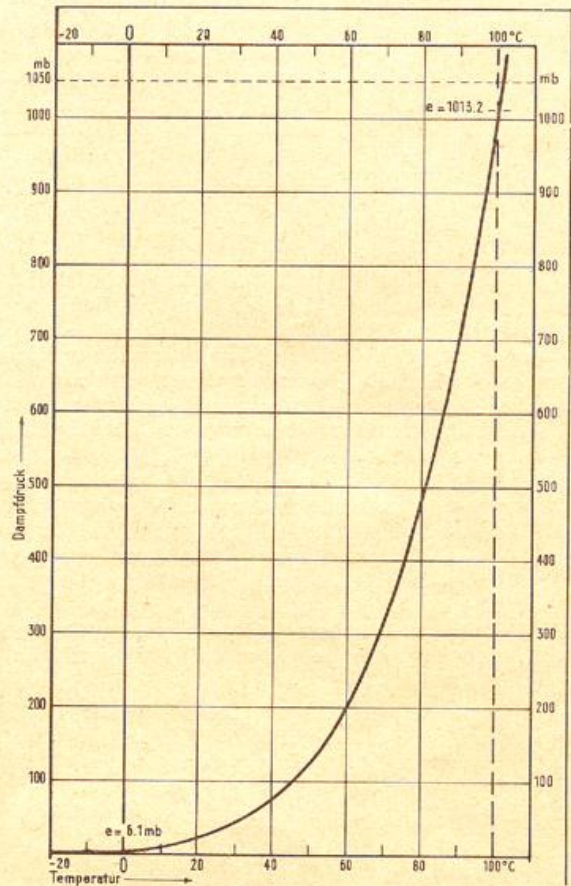


Abb. 43 Dampfdruckkurve

Die Abb. 43 zeigt die Dampfdruckkurve als Funktion der Temperatur nach dieser Formel. Ausführliche Werte enthalten die Abmannschen Aspirations-Psychrometertafeln. Da der Sättigungsdampfdruck in Bezug auf eine ebene Eisfläche geringer ist als in Bezug auf Wasser, wird E mit einem i als Index versehen (Eis).

5) Taupunkt (T_A)

Nach der Magnus'schen Formel und der Dampfdruckkurve in Abb. 43 gehört zu jedem Sättigungsdampf-

druck (E) eine bestimmte Sättigungstemperatur (T_d). Diese Sättigungstemperatur wird „Taupunkt“ in Bezug auf eine ebene Wasserfläche genannt, weil sie die Temperatur darstellt, auf die man ungesättigte Luft abkühlen muß, damit sie gesättigt ist und somit Kondensation oder Taubildung einsetzt.

Die Differenz zwischen der Lufttemperatur T und dem Taupunkt, die Taupunktdifferenz (T - T_d) ist darum ein Maß für das Sättigungsdefizit.

6) Reifpunkt

Der Reifpunkt ist die Sättigungstemperatur in Bezug auf eine ebene Eisfläche und gibt darum die Temperatur an, auf die man abkühlen muß, damit Sättigung in Bezug auf Eis herrscht und Sublimation oder Reifbildung einsetzt. Der Reifpunkt ist bei gegebenem Dampfdruck höher als der Taupunkt. Darum beginnt bei Abkühlung unter 0° C die Reifbildung vor der Taubildung.

7) Relative Feuchte (U)

Die relative Feuchte (U) ist die einzige Größe des Wasserdampfes, die in der Praxis mit Haarhygrometern direkt in Prozent gemessen wird. Sie ist das Verhältnis der wirklich in der Luft vorhandenen Feuchte zur Sättigungsfeuchte in Prozent

$$U = 100 \cdot \frac{a}{A} = 100 \cdot \frac{m}{M} = 100 \cdot \frac{s}{S} = 100 \cdot \frac{e}{E}$$

Bei Sättigung beträgt sie 100%.

8. Aerologie

8.1. Einführung

Die Aerologie ist die Wissenschaft vom Zustand der freien Atmosphäre oberhalb der Erdoberfläche und dessen Änderungen. Dabei sind folgende Grundtatsachen zu beachten. Gelangt ein Gas unter geringeren Druck, so dehnt es sich aus und muß dabei gegen seine Umgebung eine Ausdehnungsarbeit leisten. Die dazu benötigte Energie entnimmt es seinem Wärmeinhalt und kühlt sich infolgedessen ab. Gelangt es umgekehrt unter einen höheren Druck, so wird es zusammengepreßt und gewinnt dadurch an Energie, die seine Temperatur erhöht. In der Atmosphäre nimmt der Luftdruck stets mit der Höhe ab. Steigt also ein Luftquantum aus irgend einem Grund auf, so gelangt es unter geringeren äußeren Druck und kühlt ab, sinkt es dagegen von oben nach unten ab, so gelangt es unter einen höheren Druck und erwärmt sich. Grundlagen der Aerologie sind Messungen in der vertikalen Richtung durch Flugzeuge, Ballone (Radiosonden) und neuerdings auch Raketen und Satelliten. Im praktischen Wetterdienst werden täglich an mehreren hundert Stationen der Erde Luftdruck, Temperatur, Feuchte und Wind bis in Höhen von 30 km gemessen. Diese für die gesamte Meteorologie und vor allem für die Wettervorhersage so wichtigen Meßergebnisse müssen anschaulich dargestellt und rasch ausgewertet werden können. Aus den o.g. Meßwerten (Luftdruck, Temperatur usw.) kann man nämlich alle übrigen benötigten Werte rechnerisch oder graphisch bestimmen. Zu diesem Zweck hat man Diagrammpapiere entwickelt, in welche die gemessenen Werte eingetragen werden. Die aus diesen Meßwerten gezeichneten Kurven stellen einen Zustand atmosphärischer Größen dar und heißen darum „Zustandskurven“. Die Diagrammpapiere enthalten außerdem vorgedruckte Kurven, mit denen man Vorgänge in der Atmosphäre verfolgen und die dabei stattfindenden Änderungen der Zustandsgrößen berechnen kann. Diese vorgedruckten Kurven nennen wir darum Vorgangskurven. Das wohl bekannteste Formblatt dieser Art ist

8.2. Das thermodynamische Diagrammpapier (STÜVE-Papier)

Das thermodynamische Diagrammpapier besitzt ein rechtwinkliges Koordinatensystem. Auf der Abszisse ist die Temperatur in einem linearen Maßstab aufgetragen, die Ordinate enthält die Druckteilung in einem potentiellen Maßstab. Diese Einteilung stellt eine mit zunehmender Höhe geringer werdende Druckabnahme dar, so daß dieser Maßstab in guter Annäherung den Verhältnissen in der Natur entspricht. Die barometrische Höhenstufe beträgt bei 1000 mb 8 Meter pro Millibar, bei 500 mb etwa 15 m pro Millibar und bei 225 mb 28 m. Somit ergibt eine Druckhöhenkurve bei potentieller Druck- und linearer Höhenangabe (Millibar/Meter) eine Kurve, die weitgehend dem Verlauf einer Geraden ähnelt bzw. in gewissen Grenzen durch gerade Linien ersetzt werden kann.

exp. o. m. f. h. l. l. u.

Zum gleichen Ziel gelangt man auch, wenn man statt der potentiellen eine logarithmische Druckskala verwendet, wie es z. B. beim Skew T, log-p-Diagramm der Fall ist.

Im Stüve-Diagramm sind die Isothermen senkrechte, im gleichen Abstand verlaufende grüne Geraden; sie sind von -80° bis +40° Celsius im Abstand von 1 zu 1 Grad Celsius eingedruckt.

Die Isobaren sind horizontal verlaufende, grüne Geraden, deren Abstand mit der Höhe, also abnehmendem Druck, zunimmt; sie sind von 1050 mb bis 230 mb in 10 mb-Intervallen gezeichnet.

Unter Hauptisobarenflächen versteht man die Hunderter der druckgleichen Flächen, wie 1000, 900, 800 usw. mb-Flächen; als Standardisobarenflächen verwendet man im praktischen Wetterdienst 1000, 850, 700, 500, 300, 200, 100, 50 mb.

Außer den Isothermen und Isobaren sind als weitere Kurvenscharen eingezeichnet:

- 1) Die Trockenadiabaten
- 2) Die Linien gleichen Sättigungs-Mischungsverhältnisses
- 3) Die Feuchtadiabaten, auch Pseudo-, Sättigungs- oder Kondensations-Adiabaten genannt.

8.2.1. Die Trockenadiabaten

Unter einem adiabatischen Vorgang (Zustandsänderung) versteht man einen Vorgang, bei dem weder Wärme von außen zugeführt noch entzogen wird.

Erfolgt eine Kompression (Fahrradpumpe) oder Expansion (Vakuumpumpe) der Luft ohne Wärmeaustausch mit der Umgebung relativ rasch, so liegt eine adiabatische Zustandsänderung vor. Die atmosphärischen Vorgänge, bei denen ein Luftquantum relativ rasch unter niedrigeren Druck kommt, können im allgemeinen als adiabatische Vorgänge behandelt werden.

Die formelmäßige Beziehung zwischen Temperatur und Druck für einen adiabatischen Prozeß liefert die Poissonsche Gleichung:

$$T = T_0 \cdot \left(\frac{p}{p_0} \right)^k$$

(T = absolute Temperatur = v° C + 273, k = $\frac{c_p - c_v}{c_p}$)

c_p = spezifische Wärme bei konstantem Druck, c_v = spez. Wärme bei konstantem Volumen).

Die trockenadiabatische Abkühlung oder Erwärmung, die man mit dieser Formel errechnet, wenn ein Luft-

quantum aufsteigt bzw. absinkt, beträgt ca. 1° pro 100 m Höhenunterschied und wird als trockenadiabatischer Temperaturgradient bezeichnet.

Im STÜVE-Diagramm ist dieser Zusammenhang zwischen Druck- und Temperaturänderung durch die von rechts unten nach links oben verlaufenden grünen Linien, die Trockenadiabaten, wiedergegeben. Die Trockenadiabaten sind infolge des potentiellen Maßstabes für p gerade Linien, die sich im Punkt p = 0 und T = 0 (t = -273° C) schneiden, sie bilden also ein Strahlenbündel durch den Punkt p = 0, T = 0. Sie sind Vorgangskurven und geben an, wie sich die Temperatur ungesättigter Luft ändert, wenn sich der Druck ändert.

8.2.2. Die Linien gleichen Sättigungs-Mischungsverhältnisses.

Zur Bestimmung des Feuchtigkeitsgehaltes der Luft in den verschiedenen Meßgrößen und des Kondensationsniveaus ist im STÜVE-Diagramm rot gestrichelt eine Kurvenschar des konstanten Sättigungs-Mischungsverhältnisses von 0,01 bis 50,0 $\frac{g}{kg}$ eingezeichnet, die nach der Formel

$$M = \frac{622 \cdot E}{p - E}$$

berechnet wurden. Sie verlaufen steil von rechts unten nach links oben nahezu gradlinig (Winkel zur Abszisse ca. 80°).

Mit Hilfe der Linien konstanten Mischungsverhältnisses können eine Reihe von Feuchtemeßzahlen bestimmt werden. Das STÜVE-Diagramm tritt hier als Nachschlagewerk an die Stelle einer Tabelle.

Das Sättigungs-Mischungsverhältnis M kann bei Kenntnis des Luftdrucks und der Temperatur abgelesen werden. Wenn zwei der Größen M, p und t vorliegen, ist die dritte Größe eindeutig festgelegt. Bei einer Temperatur von 13,8° und einem Luftdruck von 1000 mb

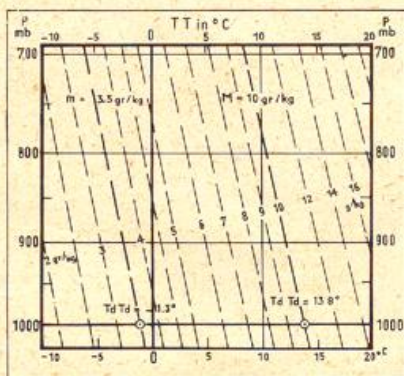


Abb. 44 Bestimmung des Sättigungsmischungsverhältnisses

(Abb. 44) ist das maximale Mischungsverhältnis und angenähert auch die maximale spezifische Feuchte 10 g im Kilogramm trockener Luft. Man findet diesen Wert, indem man feststellt, welche rot gestrichelte Kurve durch den Schnittpunkt der 13,8° Isotherme mit der Isobare 1000 mb geht.

Analog ermittelt man das wirkliche Mischungsverhältnis der Luft durch den Schnittpunkt der Isobare mit der Isotherme des Taupunkts. Bei einem Druck von 1000 mb und einem Taupunkt von -1,3° C ist das wirkliche Mischungsverhältnis m = 3,5 g im Kilogramm trockener Luft.

Sind der Luftdruck, die Temperatur und die relative Feuchte bekannt, so ermittelt man aus dem maximalen Mischungsverhältnis der Temperatur durch Multiplikation mit der relativen Feuchte das wirkliche Mischungsverhältnis. Die Isotherme, die durch den Schnittpunkt des wirklichen Mischungsverhältnisses, das hier zum Sättigungs-Mischungsverhältnis geworden ist, mit dem gegebenen Luftdruck geht, ergibt den Taupunkt.

Ein Luftdruck von 1000 mb und eine Temperatur von 13,8° C ergab für M = 10 g/kg.

Bei 50% Feuchte ist m = 5 g/kg; Taupunkt = 3,7°, bei 18% Feuchte ist m = 10 · 0,18 g/kg; Taupunkt = -10°.

Der Sättigungsdampfdruck ist unter Anwendung der angenäherten Formel

$$M \approx \frac{622 \cdot E}{p}$$

auf der 622-Isobare abzulesen, da die Isothermen gleichzeitig als Linien gleichen Sättigungs-Dampfdrucks (der Dampfdruck hängt ja nur von der Temperatur ab) angesehen werden können und sich für p = 622 aus der Formel für M ergibt:

$$M \approx \frac{622 \cdot E}{622} \approx E.$$

Auf dieser Isobare sind also M und E zahlenmäßig gleich.

So beträgt für 0° der Sättigungsdampfdruck 6,2 mb, da durch den Schnittpunkt der Isobare 622 mb und der 0°-Isotherme die Linie des maximalen Mischungsverhältnisses 6,2 verläuft. Auf die gleiche Weise kommt man für 15° auf einen Sättigungsdampfdruck von etwa 17,5 mb.

Der wirkliche Dampfdruck wird auf die gleiche Weise bei Kenntnis des Taupunkts abgelesen. Bei einem früheren Beispiel hatten wir als Taupunkt -10° bestimmt. Der wirkliche Dampfdruck beträgt hier 2,8 mb.

Die relative Feuchte kann auch durch die Werte des Mischungsverhältnisses, $U = \frac{m}{M} \cdot 100\%$ definiert und ohne Rechnung dem STÜVE-Diagramm entnommen werden. Das Mischungsverhältnis m für einen beliebigen Druck p bei dem Dampfdruck e ändert sich nicht, wenn das Luftquantum unter einen anderen Druck gebracht wird, solange keine Sättigungsfeuchte vorliegt. Demnach gilt bei einem Luftdruck von 1000 mb

$$m = \frac{622 \cdot e}{p} = \frac{622 \cdot e'}{1000},$$

wobei e' der Dampfdruck bei 1000 mb ist. Geht man daher auf der Linie gleichen Mischungsverhältnisses m von p auf 1000 mb, so geht e in e' über. Die Isotherme durch den Schnittpunkt der Linie m mit 1000 mb ist gleichzeitig die Linie des konstanten Dampfdruckes e'. Man stellt nun den Schnittpunkt dieser Isotherme, die den Dampfdruck e' darstellt, mit der Linie des maximalen Mischungsverhältnisses der Ausgangswerte, Temperatur T und Druck p her. Dieser Schnittpunkt hat den Druck p'. Dann herrschen folgende Beziehungen:

$$M = \frac{622 \cdot E}{p} = \frac{622 \cdot e'}{p'}$$

Nach obiger Gleichung war

$$m = \frac{622 \cdot e'}{1000}$$

Daraus folgt, wenn man m und M durch obige Werte ersetzt,

$$U = \frac{m}{M} \cdot 100\% = \frac{p'}{1000} \cdot 100\% = \frac{p' \cdot 10}{1000}$$

Die Ausgangswerte seien Druck 790 mb, Temperatur = 13°, Taupunkt = 5°. Durch den Taupunkt geht bei 790 mb die Linie gleichen Mischungsverhältnisses $7,0 \frac{g}{kg}$, die die 1000 mb-Isobare bei 8,5° schneidet.

Durch die Temperatur von 13° bei 790 mb geht die Linie gleichen Sättigungsverhältnisses = $12,0 \frac{g}{kg}$. Diese Linie schneidet die Isotherme 8,5° bei 590 mb. Die relative Feuchte beträgt daher $\frac{590}{10} = 59\%$.

Das umgekehrte Verfahren, wenn Druck, Temperatur und relative Feuchte gegeben sind, führt zum Taupunkt.

Wenn thermodynamische Prozesse im STÜVE-Diagramm verfolgt werden, ist es von Bedeutung, bei welchen Vorgängen die einzelnen Größen konstant bleiben und bei welchen sie sich ändern, und im letzteren Fall, wie die Änderung erfolgt.

Bei Druckänderung beispielsweise ändert sich die Temperatur, der maximale Dampfdruck, die relative Feuchte, der Taupunkt und die Taupunktdifferenz; es bleiben aber konstant das Mischungsverhältnis und die spezifische Feuchte, jedoch nur, solange keine Sättigung vorhanden ist. Mit anderen Worten: solange die Zustandsänderungen trocken-adiabatisch verlaufen, die relative Feuchte sich zwischen 1–99% bewegt, bleiben die Meßgrößen Mischungsverhältnis und spezifische Feuchte konstant. Deshalb wird im STÜVE-Diagramm zur Darstellung der Feuchte das Mischungsverhältnis verwendet. Unter feuchter Luft sei ein Luftquantum mit der relativen Feuchte von 1–99% verstanden im Gegensatz zu trockener Luft mit 0% und gesättigter Luft mit 100% relativer Feuchte. Die Vorgangskurve des Sättigungsmischungsverhältnisses gibt an, wie sich die Sättigungstemperatur oder der Taupunkt ändert, wenn sich der Druck ändert.

8.2.3. Hebungs- und Konvektions-Kondensationsniveau

Mit Hilfe des Sättigungsmischungsverhältnisses lassen sich zwei wichtige aerologische Größen graphisch bestimmen. Es wurde bereits mehrfach erwähnt, daß sich aufsteigende Luft abkühlt, und zwar um 1° C pro 100 m. Dabei bleibt das Mischungsverhältnis der feuchten Luft

konstant, aber der Taupunkt nimmt, wie die Vorgangskurve des Sättigungsmischungsverhältnisses zeigt, um 0,2° pro 100 m ab. Beides zusammen ergibt eine Änderung der Taupunktdifferenz von etwa 0,8° C pro 100 m oder 1° C pro 125 m. Sie muß darum in einer bestimmten Höhe null werden, was Wasserdampfsättigung oder 100% relative Feuchte bedeutet. Von dieser Höhe ab kondensiert bei weiterer Hebung der überschüssige Wasserdampf zu Wolkentropfchen. Diese Höhe, die in der Praxis auch durch den dort herrschenden Druck angegeben werden kann, nennt man Kondensationsniveau. Man unterscheidet zwei Arten dieses Niveaus: das *Hebungskondensationsniveau* (HKN) wird bei einer erzwungenen Hebung (z. B. durch Stau an Gebirgen oder Aufgleiten warmer über kalter Luft, das *Konvektions-Kondensationsniveau* (KKN) bei freiem thermisch bedingtem Aufsteigen (Konvektion) erreicht.

Die Berechnung beider Niveaus erfolgt graphisch über das Sättigungsmischungsverhältnis.

Das *Hebungskondensationsniveau* (HKN) ergibt sich als Schnittpunkt der Trockenadiabate durch die Ausgangstemperatur am Boden mit der Linie des maximalen Mischungsverhältnisses durch den Taupunkt. Die Abb. 45 enthält ein entsprechendes Beispiel, bei dem folgende Ausgangswerte angenommen wurden: Luftdruck $p_0 = 1000$ mb, Temperatur $T_0 = 5^\circ$ C, Taupunkt $T_d = -3,2^\circ$ C. Die Trockenadiabate durch den Punkt $p_0 = 1000$ mb und $T_0 = 5^\circ$ C und die Linie des maximalen Mischungsverhältnisses durch den Taupunkt $T_d = -3,2^\circ$ schneiden sich in der Druckhöhe 880 mb. Dort liegt somit das HKN. Im Kondensationspunkt hat das Luftquantum eine Abkühlung von $+5^\circ$ auf -5° erfahren. In diesem Punkt bei 880 mb ist das Mischungsverhältnis im Taupunkt = $3 \frac{g}{kg}$ zum Sättigungsmischungsverhältnis geworden, der Taupunkt ist von -3° auf -5° gesunken. Bei einem adiabatischen Anstieg nimmt der Taupunkt langsamer ab als die Temperatur. Beim vorhergehenden Beispiel war bei 1000 mb die Taupunktdifferenz 8,2°.

Aus dem STÜVE-Diagramm ergibt sich bei einer adiabatischen Hebung von 1000 mb auf 950 mb eine Temperatur von 1°, ein Taupunkt von $-3,9^\circ$ und eine Taupunktdifferenz von 4,9°. Bei einer weiteren Hebung auf 900 mb sind die gleichen Werte $-3,2^\circ$, $-4,8^\circ$ und 1,6°. Bei einem Druck von 880 waren die gleichen Werte -5° , -5° und 0°. Das Mischungsverhältnis bleibt dagegen von 1000 mb bis 800 mb konstant $3 \frac{g}{kg}$.

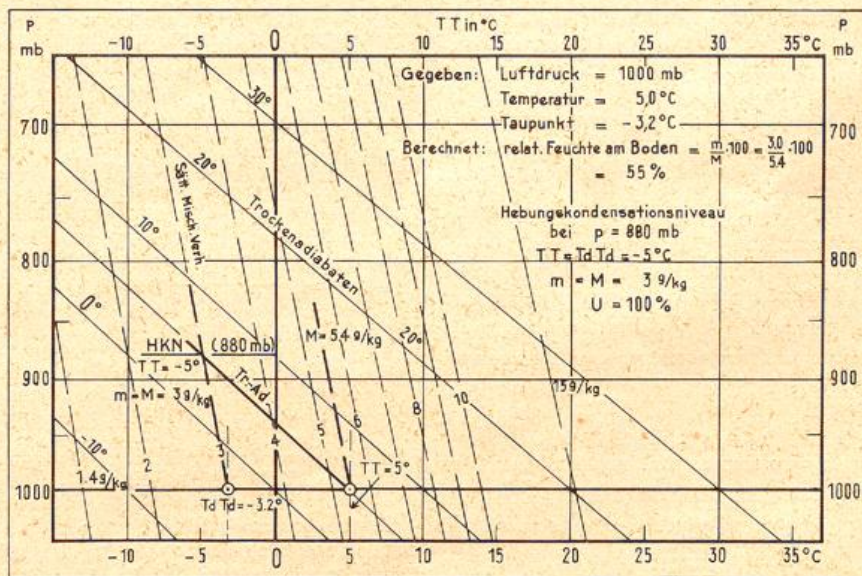


Abb. 45 Bestimmung des Hebungskondensationsniveaus

Auf ähnliche Weise kann auch ein Luftquantum verfolgt werden, das nicht adiabatisch aufsteigt, wenn beispielsweise während der Hebung durch Strahlung in einer gewissen Zeit eine bestimmte Wärmemenge zugeführt wird. Dann wird sich der Zustand (p , T) nicht längs einer Trockenadiabaten, sondern entlang einer steiler verlaufenden Linie ändern, während die Feuchte auf der Linie des konstanten Mischungsverhältnisses zu verfolgen wäre. Der Schnittpunkt und damit das HKN lägen dann höher. Das mit der Trockenadiabate und der Linie des Mischungsverhältnisses bestimmte HKN ist daher die Mindesthöhe für den Beginn der Wolkenbildung.

Als Faustregel nach HENNIG gilt die Beziehung für die Wolkenhöhe $h = 125 (T - T_d)$ Meter, wobei $T - T_d$ die Taupunktdifferenz ist. Hierbei ist eine lineare Abnahme der Taupunktdifferenz mit der Höhe angenommen.

Das *Konvektions-Kondensationsniveau* (KKN), auch als Cumulus-Kondensationsniveau bezeichnet, wird ähnlich bestimmt. Hier bringt man jedoch nicht die Trockenadiabate durch die Ausgangstemperatur, sondern die Zustandskurve, d. h. den aus den gemessenen Aufstiegsdaten gezeichneten Linienzug (den „Temp“) zum Schnitt mit der Linie maximalen Sättigungsmischungsverhältnisses durch den Taupunkt. Da in der Praxis die wirkliche Temperaturabnahme mit der Höhe meist geringer ist als die adiabatische Temperaturabnahme, die Zustandskurve also meist steiler verläuft als die entsprechende Trockenadiabate, liegt im allgemeinen das KKN höher als das HKN. Beide fallen nur bei einem adiabatischen Temperaturverlauf der Zustandskurve (bei adiabatischer Schichtung der Luft, s. u.) zusammen.

8.2.4. Die Feuchtadiabaten

Mit Hilfe der Trocken-Adiabaten können im Stüve-Diagramm die Zustandsänderungen (Temperatur- und Druckänderungen) verfolgt werden, solange keine Kondensation eintritt, die relative Feuchte also unter 100% liegt. Ist das Kondensationsniveau erreicht und tritt eine weitere Hebung des Wolkenluftquantums, d. h. Druckerniedrigung ein (z. B. erzwungene Hebung auf der Luvseite des Föhns), ohne äußere Wärmezufuhr oder Abgabe, so verringert es seine Temperatur und das Sättigungsmischungsverhältnis, wobei die das Sättigungsmischungsverhältnis übersteigende Wasserdampfmenge kondensiert. Hierdurch wird die vorher zur Verdampfung notwendige Verdampfungswärme als Kondensationswärme wieder frei, die dem Wolkenluftquantum zugeführt wird. Wenn hier auch von außen keine Wärme zugeführt oder entzogen wird, so ist diese Zustandsänderung doch nicht mehr adiabatisch, denn es wird von innen die Kondensationswärme zugeführt, die von der Menge des kondensierten Wassers abhängt. Die Temperaturabnahme ist also geringer als beim adiabatischen Vorgang $\left(\frac{1^\circ \text{C}}{100 \text{ m}}\right)$ und nicht konstant, da sie von der kondensierten Wassermenge abhängt und bei hohen Temperaturen das Sättigungsmischungsverhältnis größer ist als bei niedrigeren. Gedanklich kann man diesen Hebungsprozeß in 2 Teile zerlegen:

1) Trockenadiabatische Zustandsänderung = Temperaturabnahme um $\frac{1^\circ \text{C}}{100 \text{ m}}$

2) Wärmezufuhr durch freiwerdende Kondensationswärme, die eine Temperaturzunahme auslöst bzw. die trockenadiabatische Temperaturabnahme von $\frac{1^\circ \text{C}}{100 \text{ m}}$

verringert, und zwar bis etwa $\frac{0,3^\circ \text{C}}{100 \text{ m}}$ in wasserdampfreicher Luft.

Einen solchen Vorgang bezeichnet man als eine *pseudo- oder feuchtadiabatische Zustandsänderung* und versteht darunter eine Zustandsänderung von gesättigter Luft, bei der von außen weder Wärme zugeführt noch entzogen wird. Dies gilt nicht nur für Aufwärts-, sondern auch für Abwärtsbewegungen. Bei diesen tritt Temperaturzunahme und Verdunstung ein. Dabei wird Verdunstungswärme entzogen, so daß die trockenadiabatische Temperaturzunahme von $\frac{1^\circ \text{C}}{100 \text{ m}}$ um dieselben Beträge wie beim Aufsteigen herabgemindert wird.

Im STÜVE-Diagramm ist der Zusammenhang zwischen Druck- und Temperaturänderung bei gesättigter Luft durch die rot ausgezogenen Kurven, die Feucht- oder Pseudoadiabaten, dargestellt, die von rechts unten nach links oben verlaufen. Im STÜVE-Diagramm berühren sich die Feuchtadiabaten im Punkt $p = 0$ und $T = 0$, dem Schnittpunkt der Trockenadiabaten.

Aus ihrem Verlauf ist zu erkennen, daß bei hohem Druck und hier wieder bei höheren Temperaturen die Linien steiler verlaufen und sich bei niedrigerem Druck immer mehr (asymptotisch) den Trockenadiabaten nähern, so daß Trocken- und Feuchtadiabaten zeichnerisch bei Temperaturen unter -60° zusammenfallen: Hoher Druck und hohe Temperatur bedingen einen Gradienten von ca. $\frac{0,3^\circ \text{C}}{100 \text{ m}}$, tiefe Druck- und Temperaturwerte einen solchen von fast $\frac{1^\circ \text{C}}{100 \text{ m}}$. (Vergleiche auf der Isobare

1000 mb den Unterschied der Neigung gegen die Abzisse der Trocken- und Feuchtadiabaten, die durch die Punkte $+25^\circ$ und -10° gehen.)

Jede Feuchtadiabate nähert sich einer Trockenadiabaten asymptotisch. Der Temperaturwert dieser sozusagen „zuständigen“ Trockenadiabate, den diese bei 1000 mb annimmt, ist in roten Ziffern den Feuchtadiabaten zugeteilt worden; es sind die Zahlen -40 , -20 usw. bis 140° angeschrieben. Die Feuchtadiabaten sind analog den Trockenadiabaten von 5° zu 5° eingezeichnet.

Die Feuchtadiabaten sind die Vorgangskurven für gesättigte Luft oder Wolkenluft. Sie geben an, wie sich die Temperatur gesättigter Luft und damit der Taupunkt ändert, wenn sich der Druck ändert.

Merke: Die im STÜVE-Diagramm grünen Linien-systeme (Isobaren, Isothermen, Trockenadiabaten) lassen vertikale Vorgänge verfolgen, bei denen der Wasserdampfgehalt keine Rolle spielt, während die roten Kurvenscharen (Sättigungsmischungsverhältnis, Feuchtadiabaten) die Berücksichtigung des Wasserdampfes gestatten.

8.2.5. Die potentielle und pseudopotentielle Temperatur

Die *potentielle Temperatur* eines Luftquantums ist die Temperatur, die ein Luftquantum annimmt, wenn es trockenadiabatisch auf 1000 mb gebracht wird. Aus Abb. 46 entnimmt man folgende Werte:

Ein Luftquantum von

- 9° bei 930 mb hat eine pot. Temperatur von 15°
- 0° bei 830 mb hat eine pot. Temperatur von 15°
- $18,8^\circ$ bei 1050 mb hat eine pot. Temperatur von 15°
- $-13,0^\circ$ bei 900 mb hat eine pot. Temperatur von -5°
- $-2,0^\circ$ bei 1040 mb hat eine pot. Temperatur von -5°

Daraus ist ersichtlich, daß alle Luftteilchen, die auf einer Trockenadiabate liegen, die gleiche potentielle Temperatur besitzen. Die Trockenadiabaten sind Linien konstanter potentieller Temperatur.

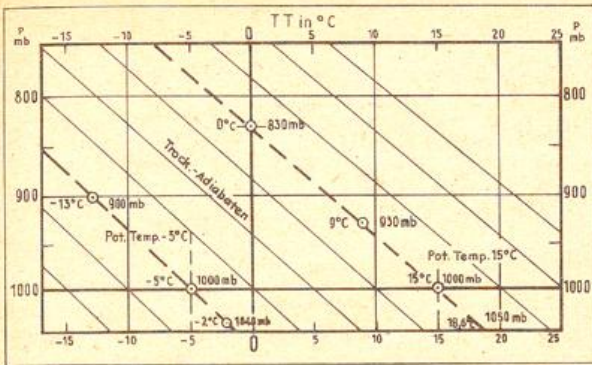


Abb. 46
Bestimmung der potentiellen Temperatur

Die pseudopotentielle Temperatur ist die Temperatur, die ein Luftquantum annimmt, wenn es

- 1) trockenadiabatisch bis zum Kondensationsniveau gehoben wird, dann
- 2) vom Hebungskondensationsniveau feuchtadiabatisch weiter gehoben wird, bis der gesamte Wasserdampf kondensiert und ausgefallen ist (theoretisch bis -273° , praktisch bis -70°) und schließlich wieder
- 3) trockenadiabatisch auf 1000 mb gebracht wird.

Bestimmung der pseudopotentiellen Temperatur im STÜVE-Diagramm:

- a) Bestimmung des Hebungskondensationsniveaus (Vorgang 1)
- b) Feststellung des Wertes der durch das Hebungskondensationsniveau gehenden Feuchtadiabaten, Ablesung der roten Ziffern (Vorgang 2 und 3).

Die Abb. 47 zeigt dies an einem Beispiel.

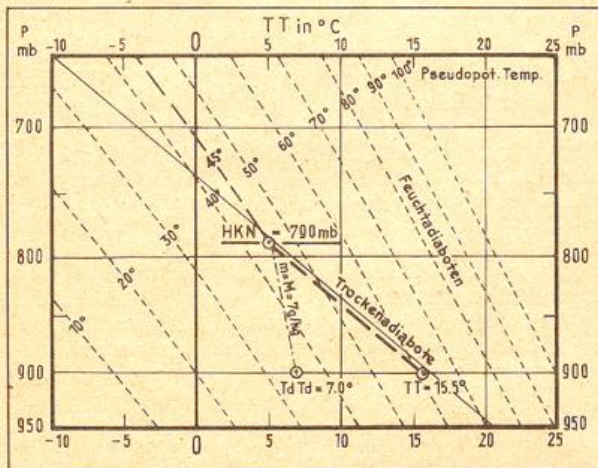


Abb. 47
Bestimmung der pseudopotentiellen Temperatur

Ein Luftquantum hat bei 900 mb eine Temperatur von $15,5^\circ$ und einen Taupunkt von 7° . Dann ist

- a) das HKN bei 790 mb und 5° . Durch diesen Punkt geht
- b) die mit 45° bezifferte Feuchtadiabate.

Die pseudopotentielle Temperatur des Luftquantums ist also 45° .

Die Feuchtadiabaten im Stüve-Diagramm sind Kondensationsadiabaten, da die Berechnungen wie bei den Linien konstanten Sättigungsmischungsverhältnisses auf dem Sättigungsdampfdruck über einer ebenen Wasserfläche bei allen Temperaturen beruhen (Gegensatz: Sublimationsadiabaten).

8.2.6. Die virtuelle Temperatur

Die virtuelle Temperatur ist die gedachte Temperatur trockener Luft, die bei gleichem Druck die gleiche Dichte besitzt wie feuchte Luft. Der Begriff der virtuellen Temperatur, die nur eine Rechengröße ist, wurde deshalb eingeführt, um mit feuchter Luft (der Wasserdampfgehalt schwankt in der Atmosphäre sehr stark) genau so rechnen zu können, als ob kein Wasserdampf vorhanden wäre. Feuchte Luft ist bei gleichen äußeren Randbedingungen (Druck und Temperatur) leichter, besitzt also eine geringere Dichte als trockene; eine Verminderung der Luftdichte erreicht man aber auch durch Temperaturerhöhung trockener Luft bei unverändertem Druck. Die erforderliche Temperaturerhöhung, um gleiche Dichte zu erreichen, nennt man den *virtuellen Zuschlag*; er kann mit folgender Annäherungsformel berechnet werden:

$$\text{Virtueller Zuschlag} \approx \frac{m}{6}$$

Ohne Umweg über das Mischungsverhältnis (m) können die Werte des virtuellen Zuschlages bei Kenntnis der relativen Feuchte dem STÜVE-Diagramm direkt entnommen werden. Auf den Hauptisobarenflächen sind kurze Schrägstriche angebracht, deren Abstand den virtuellen Zuschlag für die entsprechende Temperatur bei 100% Feuchte ergibt.

Bei einer Temperatur von 6° ist

bei 1000 mb der virtuelle Zuschlag	bei 100% $1,0^\circ$,
	bei 50% $0,5^\circ$,
800 mb der virtuelle Zuschlag	bei 100% $1,2^\circ$,
	bei 50% $0,6^\circ$.

Die oben aufgeführte Annäherungsformel ergibt aus dem STÜVE-Diagramm bei 1000 mb, 6° C und 100% ein Mischungsverhältnis von $\frac{5,8 \text{ gr}}{\text{kg}}$ und daraus einen virtuellen Zuschlag $\frac{5,8}{6} = 0,966^\circ$. Die entsprechenden Werte bei 800 mb sind $m = 7,4$ und virtueller Zuschlag = $1,2^\circ$.

Die Abstände der Standardisobarenflächen 1000/850, 850/700, 700/600, 600/500 usw. in Abhängigkeit von der virtuellen Mitteltemperatur sind in waagrecht verlaufenden Skalen auf den Isobaren 920, 770, 650, 550 usw. in geopotentiellen Dekametern (zahlenmäßig = Dekametern (Dm) im normalmetrischen System) angegeben.

Bei einer virtuellen Mitteltemperatur von 0° zwischen 1000 und 850 mb beträgt der Abstand der beiden Flächen voneinander 130 Dm. Bei $6,0^\circ$ zwischen 700 und 600 mb ist der Abstand der beiden Flächen 126 Dm. Die Ablesung kann auf Meter genau erfolgen.

8.2.7. Hilfsdiagramme

a) Auf der linken Seite des thermodynamischen Diagrammpapiers befindet sich ein rechtwinkliges Koordinatensystem zum Eintragen der Taupunktsdifferenz in Abhängigkeit vom Luftdruck. Auf der Abszisse ist die Taupunktsdifferenz in Celsiusgraden in linearem Maßstab von 0° nach links fortschreitend bis 25° eingezeichnet. Auf der Ordinate ist der Druck im gleichen Maßstab wie beim Hauptdiagramm eingetragen.

b) In der rechten oberen Ecke ist ein Nomogramm, das den Zusammenhang zwischen relativer Feuchte (Ordinate) und Taupunktsdifferenz (Abszisse) bei verschiedenen Temperaturen von $+60^\circ$ bis -60° C wiedergibt. Die Kurven der Temperaturen von $+60^\circ$ bis -60° schneiden sich im Nullpunkt des rechtwinkligen Koordinatensystems (Taupunktsdifferenz = 0, relative Feuchte = 100%),

Die Abbildung 48 zeigt ein solches Diagramm mit einem Beispiel: Gegeben sei eine Temperatur von 0° C und eine Taupunktdifferenz $T - T_d = -8° C$. Aus dem Nomogramm ergibt sich eine relative Feuchte $U = 55\%$. Umgekehrt folgt bei einer Temperatur von 0° C und einer relativen Feuchte von 55% eine Taupunktdifferenz von 8° C. Der Taupunkt selbst liegt dann bei $0 - 8 = -8° C$. Wenn Taupunktdifferenz und relative Feuchte gegeben sind, läßt sich die Temperatur T bestimmen.

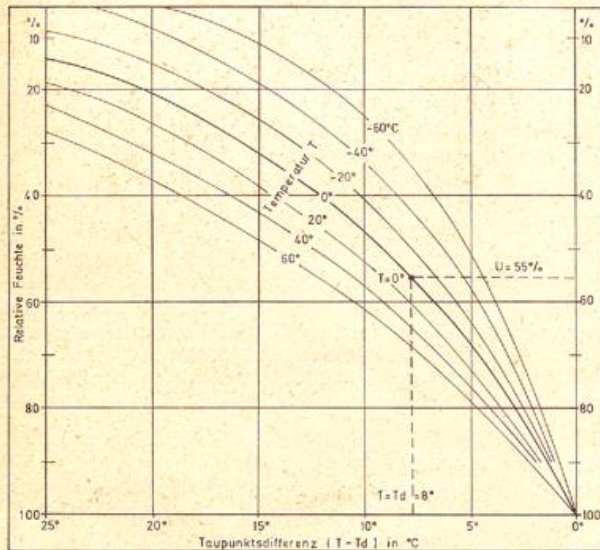


Abb. 48
Nomogramm für T , $T - T_d$, $f = U$

8.2.8. Formelzeichen und Erläuterungen zum thermodynamischen Diagrammpapier (nach STÜVE)

Formelzeichen:

- a absolute Feuchte g/m^3
- e Wasserdampfdruck
- E Sättigungsdruck über einer ebenen Wasserfläche
- U relative Feuchte in %
- m Mischungsverhältnis g/kg
- M Sättigungsmischungsverhältnis über ebener Wasserfläche
- p Luftdruck in mb
- R_w Gaskonstante für Wasserdampf
- s spezifische Feuchte g/kg
- S spezifische Sättigungsfeuchte über ebener Wasserfläche
- T absolute Temperatur ($°K$), manchmal (z. B. bei Taupunktdifferenz) auch Lufttemperatur in $°C$
- t Celsius Temperatur ($°C$)
- T_d Taupunkt in $°C$
- $\alpha = \frac{1}{273}$ Ausdehnungskoeffizient aller Gase)
- ρ_l Dichte trockener Luft g/cm^3
- ρ_w Dichte des Wasserdampfes g/cm^3
- \approx nahezu gleich

Diagrammpapier:

Abszisse: Temperatur in $°C$, darunter in $°F$

Ordinate: Druck in mb, Skalenteilung exponentiell:

$$p \frac{c_p - c_v}{c_p} = p^k$$

Schräg nach links aufsteigende, grün ausgezogene Linien: Trockenadiabaten.

Grüne Zahlenwerte an den Trockenadiabaten: Potentielle Temperaturen in $°C$.

Rot: ausgezogene Kurven, nach links ansteigend Feuchtadiabaten (Kondensationsadiabaten).

Rote Zahlenwerte an den Feuchtadiabaten: Pseudopotentielle Temperaturen in $°C$.

Steil aufsteigende, rot gestrichelte Kurven: Kurven gleichen Sättigungsmischungsverhältnisses.

Rote Zahlenwerte an den Kurven gleichen Sättigungsmischungsverhältnisses: Sättigungsmischungsverhältnis in Gramm Wasserdampf pro Kilogramm trockener Luft.

Die kleinen grünen Strichmarken an den Hauptisobarenlinien geben durch ihren gegenseitigen Abstand den virtuellen Zuschlag bei Feuchtesättigung. Um die virtuelle Temperatur zu erhalten, schlägt man bei $U\%$ relative Feuchte $U/100$ dieses Abstandes zur wirklichen (gemessenen) Temperatur zu.

Die grünen Zahlen an den Skalenstrichen ober- und unterhalb der Isobaren 920, 770, 650, 550 usw. geben den Abstand der zugehörigen Standardisobarenflächen in geopotentiellen Dekametern an.

8.3. Die Berechnung der Druckhöhenkurve im thermodynamischen Diagrammpapier

Wie bereits in der Einführung erwähnt, werden die von einem aerologischen Meßgerät, im allgemeinen von einer Radiosonde gelieferten Meßwerte Luftdruck, Temperatur und Feuchte in ein Diagrammpapier eingetragen. Dies geschieht in der Weise, daß jeweils zusammengehörige Werte von Luftdruck/Temperatur und Luftdruck/Feuchte, letztere als Taupunktdifferenz angegeben, als Punkte eingetragen und diese durch Linien verbunden werden. Man erhält so die Zustandskurven der Temperatur und der Feuchte als Linienzüge.

Diese Zustandskurven sind die Grundlage aller weiteren aerologischen Berechnungen. Eine der wichtigsten Aufgaben ist die Bestimmung der Druckhöhenkurve, aus der sich für jeden gemessenen Luftdruck die wirkliche geometrische Höhe über NN (absolute Topographie) oder die Schichtdicke zwischen 2 Isobarenflächen (relative Topographie) entnehmen läßt.

Am einfachsten ist die Bestimmung der relativen Topographie, der Schichtdicke zwischen zwei vorgegebenen Druckflächen, da sie nur von der virtuellen Mitteltemperatur abhängig ist. Die genaue Bestimmung der virtuellen Mitteltemperatur ist also Voraussetzung, um mit der barometrischen Höhenformel die relativen Höhen der einzelnen Druckintervalle genau zu berechnen.

Im STÜVE-Diagramm sind für die Druckintervalle 100/850, 850/700, 700/600, 600/500 usw. bis 200/100, 100/50, 50/40, 40/30, 30/20 und 20/10 mb, jeweils etwa in der Schichtmitte Höhenskalen eingetragen, die bei bekannter virtueller Mitteltemperatur ein Ablesen der relativen Topographie in geopotentiellen Metern (gpm) ermöglichen, wobei auf den Maßstab der Höhenskalen (von Strich zu Strich 10, 20 oder 40 gpm) zu achten ist.

Die Berechnung der Druckhöhenkurve wird in folgenden Arbeitsgängen durchgeführt:

- 1) Bestimmung der Höhe der 1000 mb-Fläche über NN = absolute Topographie der 1000 mb-Fläche, die auch Absoluthöhe genannt wird (immer bezogen auf NN) in gpm.
- 2) Bestimmung des Abstandes der 850 mb- von der 1000 mb-Fläche = relative Topographie der Schicht 850/1000 mb in gpm.

- 3) Addition der relativen Topographie der Schicht 850/1000 mb zu der absoluten Topographie der 1000 mb-Fläche ergibt die absolute Topographie der 850 mb-Fläche (Höhe der 850 mb-Fläche über NN).
- 4) Zu der jeweils berechneten absoluten Topographie einer Druckfläche wird die folgende relative Topographie addiert und die Summe dieser Addition ergibt die absolute Topographie der nächsthöheren Druckfläche.

Zu 1) Aus dem in Stationshöhe gemessenen Luftdruck (Bodendruck) und der zwischen Bodendruck und 1000 mb herrschenden virtuellen Temperatur berechnet man die Höhe der 1000-mb-Fläche über dem Boden.

Wird auf Stationshöhe ein Luftdruck unter 1000 mb gemessen, so liegt die 1000-mb-Fläche um den berechneten Wert unter der Stationshöhe und wird mit einem Minuszeichen versehen.

Die Werte (Höhe der 1000-mb-Fläche über Boden in Abhängigkeit vom Bodendruck und von der virtuellen Temperatur) können Tabellen entnommen werden (z. B. LINKES Taschenbuch, Neue Ausg. Bd. II; SCHERHAG, Wetteranalyse und Wetterprognose) oder sie können mit Hilfe der barometrischen Höhenstufe (Höhenunterschied für einen Druckunterschied von 1 mb) mit ausreichender Genauigkeit berechnet werden, wenn man berücksichtigt, daß die barometrische Höhenstufe am Erdboden bei 0° C = 8 gpm und bei +30° C = 9 gpm beträgt.

Zu diesem berechneten Höhenwert (Höhe der 1000-mb-Fläche über dem Boden) wird die Stationshöhe addiert und man erhält die Absoluthöhe von 1000-mb-Fläche.

Beispiel: 1. Stationshöhe 150 m über NN
 Bodendruck 1010 mb
 Temperatur 5° C

Höhe 1000 mb über dem Boden =
 $10 \times 8 = 80 \text{ gpm}$
 Stationshöhe = 150 gpm
 Absoluthöhe 1000 mb = 230 gpm

Beispiel: 2. Stationshöhe 40 m über NN
 Bodendruck 990 mb
 Temperatur 25° C

Höhe der 1000-mb-Fläche über dem Boden =
 $-10 \times 9 = -90 \text{ gpm}$
 Stationshöhe = +40 gpm
 Absoluthöhe = -50 gpm

Zu 2) Die Schichtdicke zwischen zwei Druckflächen ist nur abhängig von der virtuellen Mitteltemperatur dieser Schicht.

- a) Die Mitteltemperatur eines Druckintervalls muß nach der barometrischen Höhenformel über den Logarithmus des Druckes bestimmt werden. Den potentiellen Druckmaßstab im STÜVE-Diagramm können wir bei den dort zu berechnenden kleinen Druckintervallen dem log-Maßstab gleichsetzen, nur muß beachtet werden, daß bei einer graphischen Mittelung nicht der mittlere Druck die Mitte der Fläche ausmacht, sondern eine Drucklinie, an der bei linearem Temperaturverlauf die korrekte Mitteltemperatur der Fläche abgelesen werden kann.

Diese Drucklinien nennen wir *Ableseisobaren*, die wir uns zweckmäßig im STÜVE-Diagramm in beiden Zustandskurven dünn markieren.

Die Ableseisobaren in ganzen mb für die Druckintervalle des STÜVE-Diagramms bis 1000 mb können der folgenden Tabelle entnommen werden, wobei als Vergleichswert auch der mittlere Druck der Schicht angegeben wurde:

Druckintervall	Ableseisobare	Mittlerer Druck der Druckintervalle
mb	mb	mb
1000/850	922	925
850/700	772	775
700/600	648	650
600/500	548	550
500/400	447	450
400/300	347	350
300/200	245	250
200/100	142	150

Da eine graphische Mittelung um so genauer wird, je kleiner die zu vergleichenden Flächen sind, wird bei ungleichmäßigem Temperaturverlauf (verschiedene Temperaturgradienten, Isothermien, Inversionen) die graphische Mittelung mit einem Strichlineal (durchsichtige Scheibe, in die eine Mittellinie eingeritzt ist) so durchgeführt, daß die Mittellinie des Strichlineals als festliegenden Drehpunkt den Temperaturwert der unteren Druckfläche benutzt und so lange um den Drehpunkt verschoben wird, bis die von der Temperaturzustandskurve begrenzten Flächen, die rechts und links von der Mittellinie des Strichlineals liegen, flächengleich sind und ihr Minimum erreicht haben. Die Mitteltemperatur der Druckintervalle wird dann am Schnittpunkt der Mittellinie des Strichlineals/Ableseisobare abgelesen (Abb. 49).

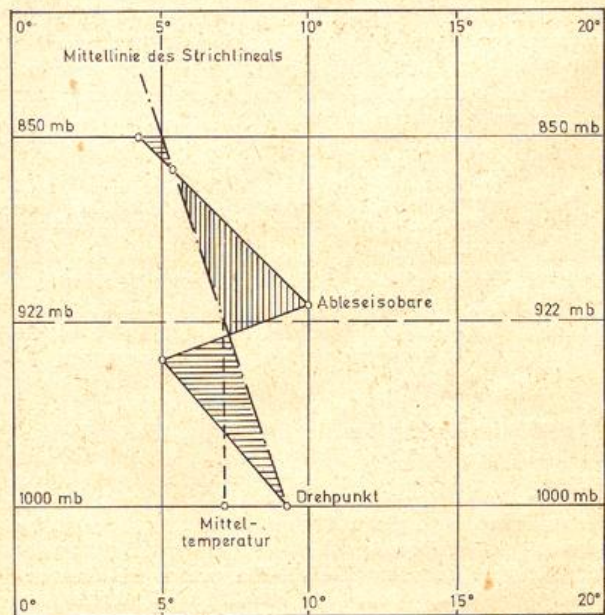


Abb. 49
 Bestimmung der Mitteltemperatur bei nichtlinearem Temperaturverlauf

Bei einem linearen Temperaturverlauf fällt die Mittellinie des Strichlineals mit der Temperaturzustandskurve zusammen. Bei einem linearen Temperaturverlauf entfällt also eine graphische Mittelung, die korrekte Mitteltemperatur des Druckintervalls kann sofort am Schnittpunkt Temperaturzustandskurve / Ableseisobare abgelesen werden.

- b) Wie unter a) beschrieben, wird in gleicher Weise die mittlere Taupunktsdifferenz für die Druckintervalle ermittelt.
- c) Mit den Werten der Mitteltemperatur und der mittleren Taupunktsdifferenz ermitteln wir durch graphische Rechnung in dem Nomogramm (Magnus-Formel), welches sich rechts oben im STÜVE-Diagramm befindet (Abb. 48), die mittlere relative Feuchte (‰) der Druckintervalle.

d) Mit der Mitteltemperatur und der mittleren relativen Feuchte wird aus dem Abstand der zu der gegebenen Mitteltemperatur und zu dem gegebenen Druckintervall gehörenden grünen Schrägstriche der virtuelle Temperaturzuschlag ermittelt, wobei beachtet werden muß, daß von Strich zu Strich der Temperaturwert einem virtuellen Zuschlag für 100% relativer Feuchte entspricht.

e)

$$\begin{array}{r} + \\ = \end{array} \frac{\text{Mitteltemperatur} \\ \text{virtueller Zuschlag} =}{\text{virtuelle Mitteltemperatur}}$$

f) Unter der ermittelten virtuellen Mitteltemperatur wird an der Höhenskala des entsprechenden Druckintervalls die relative Topographie dieses Druckintervalls in gpm abgelesen, wobei die Einerwerte geschätzt werden müssen.

Wenn durch Addition der relativen und absoluten Topographien alle Absoluthöhen berechnet sind, erfolgt das Zeichnen der Druckhöhenkurve in das Stüve-Diagramm, wobei in der Abszisse (Temperaturachse) eine Höhenskala aufgetragen wird, so daß $10^{\circ} \text{C} = 1000 \text{ gpm}$, $1^{\circ} \text{C} = 100 \text{ gpm}$ entsprechen.

Rechts unten bei 40°C beginnt die Höhenskala mit 0 gpm, bei 30°C 1000 gpm und so fort. Bei 200 mb muß die Druckhöhenkurve umgesetzt werden, so daß man auf gleicher mb-Fläche am rechten Rand des Diagramms wieder mit einem Tausend-Wert beginnt, wobei es zweckmäßig ist, bei $+20^{\circ} \text{C}$ und bei 200 mb mit 11 000 gpm wieder zu beginnen, um bei Aufstiegen über 100 mb ein Durchzeichnen durch das Magnusdiagramm zu vermeiden, da dort — ohne T-Einteilung — eine Höhenablesung nicht möglich ist.

Sind alle Absoluthöhen der Standarddruckflächen eingetragen, verbindet man die Punkte und erhält die Druckhöhenkurve. Nun können für jeden beliebigen Punkt beider Zustandskurven (Temperatur, Taupunktdifferenz) die geometrischen Höhen und für jede beliebige Höhe die Temperatur- oder die Taupunktdifferenzwerte herausgelesen werden.

8.4. Die Bestimmung der Stabilitäts- und Labilitäts- sowie der Auslöseenergie

Neben der Auswertung eines aerologischen Aufstiegs, der zunächst nur ein Bild über die Verteilung von Temperatur und Feuchte in Abhängigkeit vom Druck wiedergibt, gestattet das STÜVE-Diagramm die Bestimmung von 3 weiteren Größen, die für den Charakter der Witterungserscheinungen in den Luftmassen von Bedeutung sind: Stabilität und Labilität der Schichtung sowie Auslöseenergie.

8.4.1. Stabilität und Labilität

Ein physikalischer Zustand ist stabil, wenn bei seiner Änderung Kräfte auftreten, die änderungshemmend, labil, wenn sie änderungsfördernd und indifferent, wenn sie weder hemmend noch fördernd wirken (siehe Abb. 50).

Im *indifferenten* Gleichgewicht ist ein isoliertes Luftquantum, wenn es, aus seiner Lage geschoben, in der neuen Lage immer die gleiche Temperatur und somit Dichte hat wie die Umgebung und deshalb in jeder Lage liegen bleibt.

Im *stabilen* Gleichgewicht ist ein isoliertes Luftquantum, wenn nach Verschiebung aus einer Lage Kräfte wirksam werden, die es in seiner Ausgangslage zurückzubringen versuchen.

Im *labilen* Gleichgewicht ist ein isoliertes Luftquantum, wenn nach Verschiebung aus seiner Lage Kräfte auftreten, die es noch weiter von der Ausgangslage zu entfernen streben. In der Mechanik gibt es ein anschauliches Beispiel: Eine Kugel auf einer Ebene (indifferent), auf der konkaven (stabil) und konvexen Seite (labil) einer Kugelschale (Abb. 50).

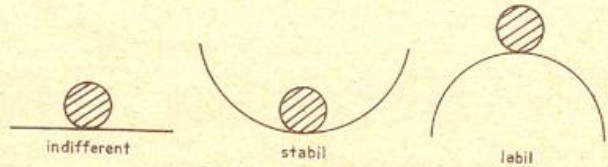


Abb. 50
Gleichgewichtszustände

Beim Aufsuchen von Kriterien für Stabilität und Labilität *nicht gesättigter Luft* sind 2 Kurven zu unterscheiden:

- 1) Die Zustandskurve, dargestellt durch die gemessenen Werte des aerologischen Aufstiegs (des „Temps“).
- 2) Die Vorgangskurve eines isolierten Luftquantums bei adiabatischer Auf- und Abwärtsbewegung, gegeben durch die Trockenadiabate, auf der das Luftquantum liegt.

Es kommt darauf an, wie sich die Temperatur eines auf- und abwärts bewegten, isolierten Luftquantums gegenüber den durch die Zustandskurve vorgegebenen Temperaturwerten der Umgebung verhält.

Ein isoliertes Luftquantum befindet sich bei nicht gesättigter Luft

- a) im indifferenten Gleichgewicht, wenn die Temperaturabnahme mit der Höhe 1° pro 100 m beträgt.

Die Vorgangskurve und die Zustandskurve fallen zusammen, so daß bei jeder Verschiebung nach oben oder unten die Temperatur des Luftquantums mit der Temperatur der umgebenden Luft übereinstimmt.

- b) im stabilen Gleichgewicht, wenn die Temperaturabnahme mit der Höhe kleiner als 1° pro 100 m ist.

In diesem Falle ist die Vorgangskurve (Trockenadiabate) stärker zur Abszisse geneigt wie die Zustandskurve. Bei einer Verschiebung des isolierten Luftquantums nach oben ist es kälter und nach unten wärmer als die umgebende Luft und erstrebt daher auf Grund seiner größeren bzw. kleineren Dichte den Ausgangspunkt, wo die Dichte des isolierten Luftquantums und die Dichte der Umgebung gleich sind,

- c) im labilen Gleichgewicht, wenn die Temperaturabnahme mit der Höhe größer ist als 1° pro 100 m.

Die Vorgangskurve (Trockenadiabate) ist nicht so stark zur Abszisse geneigt wie die Zustandskurve. Bei einer Verschiebung aus der Ruhelage, in der Temperaturgleichheit herrscht, nach oben ist das isolierte Luftteilchen wärmer als die Umgebung und nach unten kälter, d. h. die Dichte ist kleiner bzw. größer als die Umgebung. Es wird sich also immer mehr nach oben bzw. unten von der Ausgangslage entfernen.

Analog ist beim Aufstellen der Kriterien für Stabilität und Labilität bei *gesättigter Luft* neben der Zustandskurve die *Feuchtadiabate* als Vorgangskurve eines isolierten Luftquantums bei Auf- und Abwärtsbewegung zu wählen, auf der das gesättigte Luftquantum liegt. Da die Feuchtadiabaten keine geraden Linien wie die Trockenadiabaten, sondern Kurven sind, ist die Tem-

peraturabnahme in den einzelnen Höhen zwischen 0,3 bis 1,0° pro 100 m variabel. Die Definition der Gleichgewichtszustände kann daher nicht auf einen festen Wert wie bei den Trockenadiabaten bezogen werden.

Ein isoliertes Luftquantum befindet sich

- a) im feucht-indifferenten Gleichgewicht, wenn die Temperaturabnahme der Zustandskurve gleich der Temperaturabnahme der Feuchtadiabaten ist, auf der das isolierte Luftquantum liegt, die beiden Kurven fallen zusammen, Temperatur und Dichte des bewegten Teilchens und der umgebenden Luft sind überall einander gleich,
- b) im feucht-stabilen Gleichgewicht, wenn die Temperaturabnahme der Zustandskurve kleiner ist als längs der Feuchtadiabate, auf der sich das isolierte Luftquantum in der Ruhelage befindet. Die Neigung der Zustandskurve zur Abszisse ist kleiner als die Neigung der Vorgangskurve, die Zustandskurve liegt rechts von der Feuchtadiabaten,
- c) im feucht-labilen Gleichgewicht, wenn die Temperaturabnahme der Zustandskurve größer ist als auf der Feuchtadiabaten des isolierten Luftquantums. Entsprechend ist die Neigung der Zustandskurve zur Abszisse größer als die Neigung der Vorgangskurve, die Zustandskurve liegt links von der Feuchtadiabaten.

Über die Temperatur- und Dichteunterschiede gelten die gleichen Betrachtungen wie bei nicht gesättigten Verhältnissen.

Die Untersuchungen über Stabilität und Labilität laufen im Prinzip auf die Frage hinaus, ob ein in der Atmosphäre verschobenes Luftquantum nach der Höhenänderung schwerer oder leichter ist als die umgebende Luft. Es erfährt entsprechend dem Unterschied der Dichte einen größeren oder geringeren Auf- bzw. Abtrieb. Je größer die Temperaturdifferenz der beiden (des isolierten Luftquantums und der Umgebung) ist, umso größer ist der Ab- bzw. Auftrieb oder mit anderen Worten die Größe der Stabilitäts- bzw. Labilitätsenergie. Auf dieser Grundlage kann nachgewiesen werden, daß die Fläche zwischen Vorgangskurve und Zustandskurve ein Maß für die Stabilitäts- bzw. Labilitätsenergie darstellt (Abb. 51 und 52).

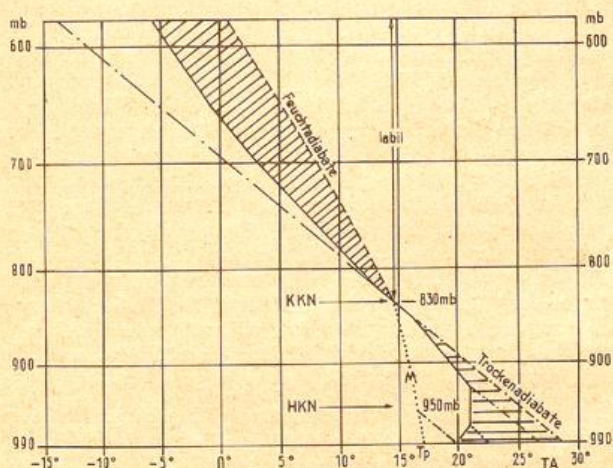


Abb. 51
Beispiel einer labilen Schichtung oberhalb 830 mb
(Tp bedeutet hier Taupunkt und TA Auslösetemperatur)

Im Grenzfall — beim indifferenten Gleichgewichtszustand — ist die Fläche gleich 0, da beide Kurven zusammenfallen. Es ist also kein Auf- bzw. Abtrieb vorhanden, eine bereits bekannte Tatsache, die der Vorstellung über Indifferenz entspricht.

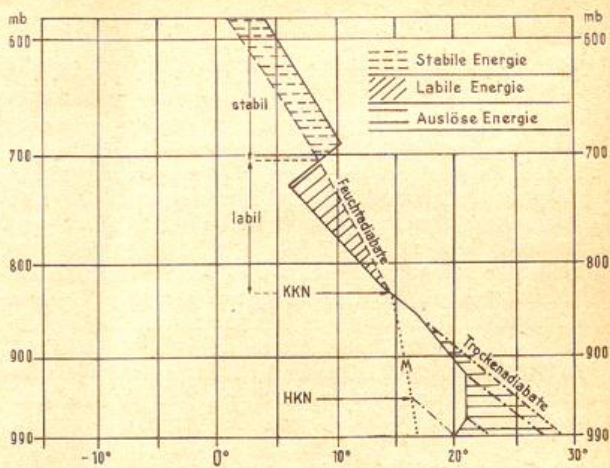


Abb. 52
Stabilitäts-, Labilitäts- und Auslöseenergie bei einer Inversion

Infolge der unterschiedlichen Neigung der Trocken- und Feuchtadiabaten (die Trockenadiabaten sind stärker geneigt als die Feuchtadiabaten) lassen sich 3 Hauptfälle unterscheiden:

- 1) Absolute Stabilität ist vorhanden, wenn die Neigung der Zustandskurve kleiner ist als die Neigung der Feuchtadiabaten und damit auch der Trockenadiabaten, auf denen das isolierte Luftquantum liegt.
- 2) Absolute Labilität ist vorhanden, wenn die Neigung der Zustandskurve größer ist als die Neigung der Trockenadiabaten und damit auch die der Feuchtadiabaten, auf denen das isolierte Luftquantum liegt.
- 3) Bedingte Labilität oder Feucht-Labilität ist vorhanden, wenn die Neigung der Zustandskurve zwischen der Neigung der Trockenadiabaten und der Neigung der Feuchtadiabaten liegt. Solange keine Sättigung herrscht, ist das Luftquantum im trockenstabilen Gleichgewicht; sobald aber Sättigung eintritt, ist es im feucht-labilen Zustand.

8.4.2. Auslöseenergie

Es wurde bereits gesagt, daß der größte Teil der Sonnenstrahlung auf dem Umweg über die Erdoberfläche der Luft zugeführt wird. Die unterste Schicht erwärmt sich am meisten; sie weist gegenüber der Höhe bekanntlich auch die stärksten tagesperiodischen Temperaturschwankungen auf. In der Nacht kühlt sich die unterste Schicht am stärksten ab. Durch das Aufheizen am Tage erfolgt eine Labilisierung und durch die Abkühlung bei Nacht eine Stabilisierung. Kennzeichen dafür sind die Konvektionsbewölkung am Tage und die morgendliche Bodeninversion nach einer Strahlungsnacht.

Unter der Voraussetzung, daß keine Luftmassenänderung durch Advektion stattgefunden hat oder stattfinden wird, kann man aus einem Aufstieg Hinweise auf gewisse, infolge der Einstrahlung zu erwartende Konvektionsvorgänge wie Wolkenbildung, Niederschläge, Gewitter erhalten.

Zur Erläuterung dieser Vorgänge dienen angenäherte Werte folgenden Frühaufstiegs (nach REGULAZIMMERSCHIED, s. a. Abb. 52).

Druck in mb	Temperatur (T) °C	
990	20,0	
970	22,0	
922	22,0	
850	16,0	
818	13,0	
700	3,0	
650	-1,0	

Der Taupunkt (T_d) bei 990 mb beträgt $17,0^\circ\text{C}$.

Der Aufstieg weist in allen Höhen Trockenstabilität aus.

Infolge der Einstrahlung erwärmt sich, wolkenarmes Wetter vorausgesetzt, der Erdboden und damit die bodennahe Luftschicht sehr rasch, so daß ganz unten ein überadiabatischer Gradient und damit eine aufsteigende Luftbewegung entsteht. Damit ist ein Austausch von wärmeren Luftteilen am Boden mit kälteren darüberliegenden verbunden, der zunächst die Bodeninversion bei Anstieg der Bodentemperatur auf über $22,5^\circ\text{C}$, dann die Isotherme bei weiterem Ansteigen der Bodentemperatur auf über 27°C zerstört und weiterhin immer höhere Schichten erfaßt. Dieser Vorgang ist an wolkenarmen Tagen durch das sogenannte Flimmern der Luft über bestimmten Unterlagen wie Sand usw. wahrzunehmen. Während nun die Temperatur der aufsteigenden Luftteile um 1°C pro 100 m abnimmt, bleibt das am Boden vorhandene Mischungsverhältnis von etwa 12,4 gr/kg konstant, und die relative Feuchte nimmt mit der Höhe laufend zu. Im Schnittpunkt des Sättigungsmischungsverhältnisses durch den Taupunkt (12,4 gr/kg) für 17°C mit der Zustandskurve erreicht sie 100% bei 830 mb. Hier befindet sich das Cumulus- oder Konvektionskondensations-Niveau (KKN).

Wie bereits oben gesagt, liegt hier zum Unterschied gegenüber dem HKN, bei dem eine erzwungene Hebung stattfindet, eine aufsteigende Bewegung vor, die durch das Aufheizen vom Boden her ausgelöst wird. Für das HKN wie KKN ist die der Bodenluft entsprechende Linie des wirklichen Mischungsverhältnisses (m) = Linie des Sättigungsmischungsverhältnisses (M) durch den Taupunkt maßgebend. Der Unterschied besteht darin, daß bei erzwungener Hebung die Trockenadiabate der Ausgangsluft, bei Konvektionsbewölkung infolge Erwärmung die Zustandskurve der umgebenden Luft entscheidend ist. Das HKN gibt bekanntlich immer die tiefste Wolkenuntergrenze an, die bei Wolkenbildung infolge aufsteigender Luft möglich ist. In unserem Beispiel mit den Ausgangswerten 20°C bzw. 17°C liegt das HKN bei 950 mb.

Auf eine vereinfachende Voraussetzung bei diesen Betrachtungen sei besonders hingewiesen:

Der Taupunkt und damit das Mischungsverhältnis am Erdboden wird trotz der Konvektion, die höhergelegene Luftteile nach unten bringt, als gleichbleibend angenommen.

Die Temperatur, die am Boden erreicht werden muß, damit sich bis zum KKN ein adiabatischer Gradient einstellt, nennt man die *Auslösetemperatur* (T_A) und die dazu erforderliche Energie *Auslöseenergie*.

Die Auslösetemperatur wird bestimmt durch den Schnittpunkt der Trockenadiabaten im KKN mit der Isobare des Bodendruckes. Die Auslöseenergie ist proportional der Fläche, die durch die Zustandskurve, die Trockenadiabate durch das KKN und die Boden-Isobare (hier: 990 mb) gebildet wird.

Ist nun von der aufsteigenden Luft das KKN erreicht, so folgt das Luftquantum bei weiterem Aufstieg von dieser Höhe aus der durch das KKN gehenden Feuchtadiabate. Bei der vorliegenden Zustandskurve erkennt man, daß die umgebende Luft überall tiefere Temperaturwerte als die Feuchtadiabate durch das KKN anzeigt. Oberhalb des KKN besteht daher eine feuchtlabile Schichtung, die die Voraussetzung zur Cumulus- bis Cumulonimbusbildung und zur Auslösung von Wärmegewittern ist, soweit nicht durch eine höherliegende Inversion die Aufwärtsbewegung abgebremst wird.

Die Fläche zwischen Zustandskurve und der Feuchtadiabaten durch das KKN ist ein Maß für die *Labilitätsenergie*. Befindet sich oberhalb des KKN eine Inver-

sion (Abb. 52), so daß die Zustandskurve rechts von der Feuchtadiabate durch das KKN liegt, so stellt die Fläche zwischen der Zustandskurve und der Feuchtadiabaten, soweit sie rechts von der Feuchtadiabaten liegt, ein Maß für die Stabilitätsenergie dar.

Ausgangspunkt zur Bestimmung der Stabilitäts-, Labilitäts- und Auslöseenergie ist also das KKN, vom KKN auf der Trockenadiabate nach unten ergibt die Auslöseenergie, auf der Feuchtadiabate nach oben die Stabilitäts- bzw. Labilitätsenergie.

Die Auslösetemperatur beträgt bei diesem Aufstieg 29°C . Da an einem Strahlungstag unter der bereits erwähnten Annahme, daß kein Luftmassenwechsel durch Advektion stattfindet, ein wesentliches Überschreiten der Auslösetemperatur nicht möglich ist, weil infolge des Austausches immer wieder kältere Luft nach unten gelangt, so gibt die Auslösetemperatur gleichzeitig einen Hinweis auf das erreichbare Temperaturmaximum dieses Tages.

9. Das Wasser in der Atmosphäre

9.1. Der Kreislauf des Wassers

Rund 70% der Erdoberfläche sind mit Wasser bedeckt. In die Atmosphäre gelangt das Wasser im allgemeinen nur über den Umweg der Gasform. Der weitere Kreislauf über die Eisphase ist möglich, weil die Temperaturen der Atmosphäre um den Tripelpunkt des Wassers schwanken. Tripelpunkt ist der Temperaturpunkt, bei dem das Wasser in allen drei Zustandsformen im sogenannten Phasengleichgewicht sein kann, bei dem praktisch alle Aggregatzustände gleichzeitig möglich sind. Das ist bei 0°C der Fall. Diese Temperatur wird im Mittel in etwa 2 — 3 km Höhe angetroffen. Der Wasserkreislauf beginnt mit dem Übergang des flüssigen Wassers an der Erdoberfläche in den Gaszustand durch den Prozeß der Verdunstung. Bei der Verdunstung kühlt sich das Wasser sehr stark ab, und es käme sehr schnell zum Versiegen der Wasserdampfquelle, wenn der Wärmeverbrauch durch die Verdunstung nicht laufend durch die Sonne ersetzt würde. Die dem flüssigen Wasser verlorengegangene Verdunstungswärme steckt in latenter Form im Wasserdampf und kommt bei der Wolkenkondensation als Kondensationswärme wieder zum Vorschein. Die Wolke ist das zweite Glied im Kreislauf des Wassers. Der Wasserdampf wird als Bestandteil der Luft durch den Wind aus den Quellgebieten abtransportiert und durch Abkühlungsprozesse zu Wolken kondensiert. Die Abkühlung kommt überwiegend durch Ausdehnungsarbeit der Luft zustande, wenn sie in höhere Luftschichten aufsteigt. Der Kreislauf des Wassers schließt sich über den zur Erde fallenden Niederschlag und den Abfluß zu den Meeren durch die Flüsse. Wolkenröpfchen sind zu leicht zum Fallen. Darum müssen sich Tausende von Wolkenröpfchen erst vereinigen, oder aber es sind das Zwischenstadium der Eisphase und darum, wie schon erwähnt, Temperaturen unter dem Tripelpunkt erforderlich. Die Niederschlagsbildung über die Eisphase ist, wie wir sehen werden, für die gemäßigten und höheren Breiten wesentlich wirksamer als die Tröpfchenvereinigung.

Die Abb. 53 zeigt den mittleren Wasserkreislauf für Deutschland. Die mittlere jährliche Niederschlagsmenge beträgt rund 770 mm. Davon liefern die Meeresverdunstung 365 mm, die Pflanzenverdunstung 290 mm, die Gewässer- und Oberflächenverdunstung 115 mm. Die Meeresverdunstung wird durch einen genau so großen Teil des gefallenen Niederschlags von 365 mm durch die Flüsse wieder ausgeglichen, und die Verdunstungsverluste durch Pflanzen-, Gewässer- und Oberflächenverdunstung von zusammen 405 mm werden durch den Rest des gefallenen Niederschlags von ebenfalls 405 mm ersetzt.

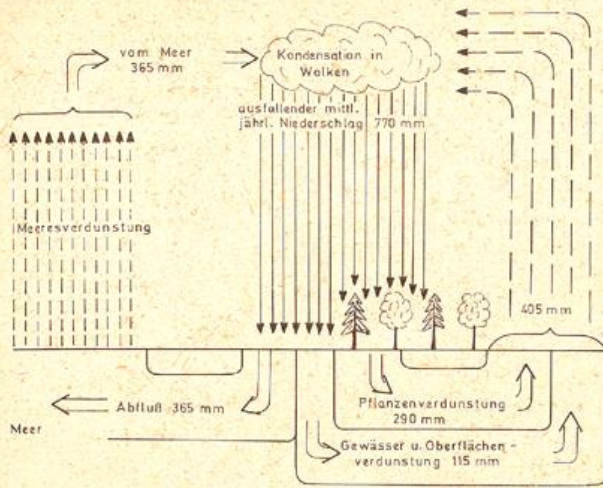


Abb. 53
Mittlerer Wasserkreislauf für Deutschland

9.2. Zustandsformen und Besonderheiten des Wassers

Nach der kinetischen Gastheorie sind die Moleküle eines Gases, auch des Gases Wasserdampf, in ständiger Bewegung. Die Größe der Bewegungsenergie ist proportional der absoluten Temperatur. Die Gasmoleküle verhalten sich bei Zusammenstößen wie völlig elastische Kugeln und bewegen sich, ohne Kräfte aufeinander auszuüben, zwischen zwei Zusammenstößen geradlinig und gleichförmig. Selbstverständlich besitzen Gasmoleküle die allen Molekülen eigenen Molekularkräfte. Sie können aber nicht wirksam werden, weil der mittlere Abstand der Moleküle im Gaszustand zu groß ist. Beim Zusammenprall zweier Gasmoleküle ist das zwar nicht mehr der Fall, aber die dabei aufeinander ausgeübten Stoßkräfte sind von einer bestimmten Bewegungsgröße oder Temperatur ab größer als die Molekularkräfte, so daß letztere für ein gegenseitiges Zusammenhalten der Moleküle (flüssiger oder fester Zustand) nicht ausreichen. Makrophysikalisch ist dieser Vorgang mit einem Raumfahrzeug vergleichbar, das bis zu einer Geschwindigkeit von 11,2 km pro Sekunde von der Erdanziehungskraft an einem Entfliehen aus dem Gravitationsfeld der Erde gehindert wird und erst darüber hinaus entweichen kann und muß.

Von einer bestimmten Molekülgeschwindigkeit oder Temperatur abwärts werden die Molekularkräfte wirksam und halten die Moleküle in einem dichteren Verband zusammen, anfangs noch innerhalb des Verbandes frei beweglich (flüssiger Zustand), später an ganz bestimmte Punkte gebunden, wobei sie nur noch um diesen Punkt Schwingungsbewegungen ausüben (fester Zustand). Die erste Bewegungs- oder Temperaturgröße, bei der die lose Zustandsform des Gases in die dichtere, aber noch nicht ganz starre Form der Flüssigkeit übergeht, ist der Verflüssigungspunkt des Gases, der zweite der Erstarrungspunkt der Flüssigkeit. Die entsprechenden Temperaturen nennt man Umwandlungstemperaturen. Für Wasser liegen die Umwandlungstemperaturen bei normalem Druck bei 100° C (Siedepunkt) und 0° C (Schmelzpunkt).

Beim Erstarren ordnen sich die H₂O-Moleküle an ganz bestimmten Punkten, den Gitterpunkten des Eiskristalles, so daß sie mehr Raum benötigen als im ungeordneten, flüssigen Zustand.

Darum beträgt die Dichte des Eises nur etwa 9/10 der des Wassers, so daß das Eis im Wasser schwimmt und etwa 1/10 über die Oberfläche hinausragt. Bei Erwärmung über den Gefrierpunkt nimmt das Volumen des Wassers zunächst noch ab, weil noch nicht alle Moleküle

ihre Gitterpunkte verlassen haben. Einige Nachzügler wirken der Ausdehnung des Wassers durch Erwärmung noch entgegen, bis schließlich bei 4° C die Wärmeausdehnung zu überwiegen beginnt. So kommt es, daß Wasser bei 4° C seine größte Dichte hat und am schwersten ist. Das ist für das Leben im Wasser von sehr großer Bedeutung. Dadurch können Seen und Flüsse grundsätzlich nur von oben zufrieren, während sich unten das schwerere Wasser von 4° C sammelt.

Die zum Schmelzprozeß erforderliche Schmelzwärme wird beim umgekehrten Übergang von Wasser in Eis (Gefrieren) wieder frei, so daß die Temperatur nicht eher weiter absinkt, bis alles Wasser gefroren ist.

Erwärmt man Wasser von 4° C, so erhöht man die Bewegungsenergie der Wassermoleküle, und es vergrößert sich das Volumen, so daß die Dichte abnimmt. Einzelne Oberflächenmoleküle können so große Geschwindigkeiten nach außen haben, daß sie in der Lage sind, den molekularen Anziehungsbereich zu überwinden und in den Gaszustand überzugehen. Dazu ist ein Arbeitsaufwand gegen die molekularen Anziehungskräfte erforderlich, der bei 0° C einer Wärmemenge von rund 600 cal pro Gramm äquivalent ist. Diesen Übergang vom flüssigen in den Gaszustand nur an der Oberfläche nennt man Verdunstung und die entsprechende Umwandlungswärmemenge Verdunstungswärme. Bei einer Bewegung der Wasserdampfmoleküle in Richtung Wasseroberfläche fallen sie von einem bestimmten Abstand ab, wo der molekulare Wirkungsbereich der Oberflächenmoleküle beginnt, beschleunigt zur Flüssigkeit hin, wie z. B. ein Stein zur Erdoberfläche und vergrößern dabei die mittlere Bewegungsenergie und damit die Temperatur der Flüssigkeit. Diese Umwandlung heißt Kondensation, und die dem Wasser zukommende Wärmemenge ist die Kondensationswärme, die bei 0° C genau so groß ist wie die Verdunstungswärmemenge, die vorher als Verlust an schnell beweglichen Molekülen die Wasserfläche abgekühlt hat.

Erwärmt man Wasser allmählich auf 100° C, so erhöht man die Bewegungsenergie der Moleküle so sehr, daß immer mehr Oberflächenmoleküle in den Gaszustand übertreten und den Dampfdruck erhöhen. Bei 100° C geht der Zusammenhalt der Moleküle durch die große Bewegungsenergie auch im Inneren der Flüssigkeit verloren. Es bilden sich Dampfblasen. Das Wasser siedet. Dampfblasen sind aber nur möglich, wenn der Dampfdruck darin mindestens genau so groß ist wie der Luftdruck. Darum ist die Siedetemperatur des Wassers, der Siedepunkt, vom Luftdruck abhängig und man kann durch Messung der Siedetemperatur den Luftdruck bestimmen (Prinzip des Hypsometers). Mit dem Druck steigt oder fällt die Siedetemperatur. Die entsprechende Kurve ist die Sättigungsdampfdruckkurve des Wasserdampfes. Sie hat bei 100° C einen Dampfdruckwert von 1013,25 mb, bei Zimmertemperatur (20° C) 23,37 mb und bei 0° C 6,11 mb. Bei Erniedrigung des Druckes in einer Glasglocke durch eine Vakuumpumpe unter 23,37 mb fängt Wasser von Zimmertemperatur an zu siedet. Beim Sieden werden aus einem Liter Wasser 1700 l Wasserdampf. Die dazu erforderliche Ausdehnungsarbeit ist bei 100° C einer Wärmeenergie von 539 cal pro Gramm verdampften Wassers äquivalent. Diese Wärmemenge ist die Verdampfungswärme, die beim Verdampfen zugeführt werden muß. Den Übergang von Wasser in Wasserdampf unter Bildung von Dampfblasen nennt man Verdampfen. Wie man sieht, ist die Wärmemenge für den Übergang vom flüssigen in den gasförmigen Zustand und umgekehrt von der Temperatur abhängig. Sie beträgt bei 0° C 598 cal/g und bei 100° C 539 cal/g. Für die Berechnung der Feuchtadiabaten wurde im STÜVE-Papier folgender Zusammenhang für die Kondensations- und Verdunstungswärme angenommen:

$V = 597,3 - 0,569 t$

V = Verdunstungswärmemenge in cal/g

t = Temperatur in °C.

Auch im festen Eiszustand können einzelne der Oberflächenmoleküle so starke Schwingungsstöße von den benachbarten Molekülen erhalten, daß sie die Gitterkräfte und die Anziehungskräfte, die nur im flüssigen Zustand wirksam sind, überwinden und in die Gasform übertreten. Dazu ist eine Arbeit gegen die Gitterbindungskräfte erforderlich, äquivalent der Wärmeenergie

von 80 cal/g und gegen die übrigen molekularen Anziehungskräfte von 600 cal/g, zusammen also 680 cal/g. Den Übergang vom festen in den flüssigen Zustand (Eisverdunstung) nennt man „Sublimation“ und die Umwandlungswärme „Sublimationswärme“. Leider ist für die umgekehrte Zustandsänderung von Wasserdampf in Eis (Eiskondensation oder Reifbildung) der gleiche Ausdruck geläufig.

Zusammenfassend gelten für die Zustandsformen des Wassers, ihre Umwandlung, Umwandlungstemperaturen und Umwandlungswärmemengen folgende Daten:

Zustand 1	Zustand 2	Zustandsänderung	Umwandlungstemperatur	Umwandlungswärme	
Eis → Wasser		Schmelzen	0° C	Schmelzwärme	80 cal/g
Wasser → Eis		Gefrieren	0° C	Gefrierwärme	80 cal/g
Wasser → Wasserdampf		Verdunstung	< 100° C	Verdunstungswärme	600 - 539 cal/g
Wasserdampf → Wasser		Kondensation	< 100° C	Kondensationswärme	600 - 539 cal/g
Wasser → Wasserdampf		Sieden	100° C	Verdampfungswärme	539 cal/g
Eis → Wasserdampf		Sublimation	< 0° C	Sublimationswärme	680 cal/g
Wasserdampf → Eis		Sublimation	< 0° C	Sublimationswärme	680 cal/g

9.3. Die Wolken

9.3.1. Definition

Eine Wolke ist eine sichtbare, in der Luft schwebende Ansammlung von winzigen Wasser- oder Eisteilchen oder von beiden.

In dieser Ansammlung können auch noch größere Wasser- oder Eisteilchen enthalten sein und solche Teilchen, wie sie in Abgasen, Rauch oder Staub vorkommen.

9.3.2. Die Wolkenelemente

9.3.2.1. Größe der Wolkenelemente

Die beiden Worte „sichtbar“ und „schwebend“ in der Definition der Wolken grenzen den Größenbereich der Wolkenelemente ab. Sichtbar werden Teilchen, wenn sie die Wellenlänge des Lichtes überschreiten, schwebend bleiben sie so lange, wie ihr Gewicht nicht zu groß wird. Bei etwa 10^{-2} cm haben wir bereits deutlich fallende Teilchen, also Niederschlag. Zur Wolkenbildung ist eine ausreichende Wasserdampfmenge erforderlich. Kondensation setzt allgemein bereits bei relativen Feuchten unter 100% an hygroskopischen Kernen, den sogenannten Kondensationskernen, ein (s. u.), die dadurch mit zunehmender Feuchte immer größer werden und die Sicht mindern. Bei einer relativen Feuchte von über 80% und einer Sicht unter 8 km spricht man von „feuchtem Dunst“. Wenn die relative Feuchte über 100% ansteigt, werden die Kondensationskerne durch das anhaltende Kondensationswachstum schließlich so große Tröpfchen, daß sie sichtbar werden; dies ist dann der Fall, wenn ihr Radius etwa 10^{-4} cm überschreitet.

Größe fester und flüssiger Wasserteilchen in der Atmosphäre:

unsichtbar	H ₂ O-Moleküle	$1,4 \cdot 10^{-8}$ cm
	Kondensationskerne feuchter Dunst	10^{-6} bis 10^{-4} cm
sichtbar	Wolken, Nebel	10^{-4} bis 10^{-2} cm
	Niederschlag	ab 10^{-2} cm

9.3.2.2. Entstehung der Wolkenelemente

Die in der Luft als Wassertröpfchen und Eiskristalle schwebenden Wolkenelemente gelangen im allgemeinen

nicht durch Zersprühen von Wasser auf der Erdoberfläche in die Atmosphäre, sondern durch eine Vereinigung von vielen H₂O-Molekülen durch Kondensation und Sublimation des Wasserdampfes. Es erfolgt also ein Wachstum aus dem mikroskopischen, nicht sichtbaren Bereich zu makroskopischen, sichtbaren Teilchen.

Erste Voraussetzung für die Wolkenbildung ist darum Wasserdampf. Er gelangt durch Verdunstung von Wasser an der Erdoberfläche in die Atmosphäre. Die größten Wasserdampfquellen sind darum die Meere, besonders die warmen tropischen und subtropischen Meere, weil die Verdunstung mit der Temperatur zunimmt. Bei der Verdunstung verliert das Wasser 600 cal pro g an Wärmeenergie und kühlt sich ab. Der Verlust wird durch die Sonneneinstrahlung laufend ausgeglichen, so daß die Sonne den Antriebsmotor des Wasserkreislaufes auf der Erde bildet, der bei der Verdunstung des Wassers auf der Erdoberfläche beginnt, sich über die Kondensation des Wasserdampfes zu Wolkenröpfchen fortsetzt und über den zur Erde fallenden Niederschlag schließt (siehe Abb. 53).

Wasserdampfsättigung

Wasserdampf allein genügt in der Natur noch nicht zur Kondensation. Er muß übersättigt sein, d. h. seine Menge muß einen ganz bestimmten Wert, den Sättigungswert, überschreiten. Dieser Sättigungswert stellt einen Gleichgewichtszustand zwischen dem Wasserdampf und der flüssigen oder festen Phase des Wassers dar. Wird er überschritten, dann ist der Wasserdampf übersättigt, und die Natur sucht das Gleichgewicht durch Kondensation des über den Sättigungswert hinausgehenden Wasserdampfes wieder herzustellen; wird dieser Wert unterschritten, dann ist der Wasserdampf untersättigt, das Gleichgewicht wird nunmehr durch Verdunsten von Wasser wieder hergestellt. Beim Sättigungswert sind Verdunstung und Kondensation gleich groß.

Der Gleichgewichts- oder Sättigungswert des Wasserdampfes hängt von verschiedenen Faktoren ab:

- 1) er nimmt zu mit der Temperatur,
- 2) er ist über Eis geringer als über Wasser,
- 3) er ist über Lösungen (Wasser mit gelösten Salzen oder Säuren) geringer als über reinem Wasser,

- 4) er ist über stark gekrümmten Oberflächen (Tröpfchen) größer als über wenig gekrümmten oder ebenen Oberflächen.

Bezeichnet man den Sättigungswert über einer ebenen Wasserfläche mit 100% relative Feuchte, dann ist der Gleichgewichtswert des Wasserdampfes erreicht, wenn die relative Feuchte

- über Eis kleiner als 100% ist (bis -20° C etwa 100 minus Betrag der Temperatur),
- über Lösungen kleiner als 100% ist; die Erniedrigung nimmt zu mit der Konzentration der Lösung (NaCl bis 75% LiCl bis 12%) (hygroskopische Wirkung),
- über Tröpfchen größer als 100% ist, wenn der Radius kleiner als 0,001 cm wird, bis mehrere 100% bei molekularer Tropfengröße; diese Erhöhung wächst mit abnehmendem Tropfenradius (Krümmungswirkung),
- über Lösungströpfchen kleiner als 100% ist, wenn die erniedrigende Wirkung der Lösung größer ist als die erhöhende Wirkung des Tropfenradius (Kondensationskerne $r = 10^{-4}$ bis 10^{-6} cm).

Das bedeutet:

- Eiskristalle nehmen Wasserdampf bei relativen Feuchten unter 100% (je nach Temperatur) auf und wachsen durch Sublimation,
- Lösungen nehmen ebenfalls schon bei relativen Feuchten unter 100% Wasserdampf auf und wachsen durch Kondensation (hygroskopische Wirkung),
- Sehr kleine Tröpfchen aus reinem Wasser ($r < 0,001$ cm) benötigen zum Wachstum durch Kondensation über 100% Feuchte. Darum ist eine Tropfenbildung durch Kondensationswachstum bei molekularer Größe beginnend praktisch nicht möglich,
- Salze und Lösungströpfchen nehmen Wasserdampf bei relativen Feuchten unter 100% auf und wachsen durch Kondensation, wenn ihre hygroskopische Wirkung größer ist als die Krümmungswirkung, wenn bei starker Lösungskonzentration der Radius größer als 10^{-6} cm ist (Kondensationskerne).

Kondensationskerne

Da für ein Tropfenwachstum durch Kondensation, das bei molekularer Größe beginnt, Übersättigungen von mehreren 100% erforderlich sind und in der Atmosphäre aber nur Spitzenwerte der relativen Feuchte bis 101% erreicht werden, muß das Kondensationswachstum an bereits vorhandenen Kernen von makromolekularer Größe beginnen, über deren Oberflächen das Wasserdampfgleichgewicht bei Werten von unter 101% liegt. Selbstverständlich beginnt das Kondensationswachstum zuerst an solchen Kernen, die eine besonders große dampfdruckerniedrigende Wirkung besitzen. Das sind die großen, in der Luft schwebenden Salz- und Säurekerne mit Radien zwischen 10^{-4} bis 10^{-6} cm. Da sie zuerst am Kondensationswachstum teilnehmen, nennt man sie Kondensationskerne. Sie gelangen durch Versprühen des Meerwassers, durch die Meeressgicht, als Salzkerne und hauptsächlich durch Verbrennungsprozesse als Schwefelsäure, Ammoniakkerne usw. in die Atmosphäre und sind immer in ausreichender Zahl vorhanden.

Wenn die relative Feuchte in der Luft durch Aufnahme von Wasserdampf (Verdunstung), meistens aber durch Abkühlung ansteigt, dann beginnen zuerst die wirksamen Kondensationskerne mit der größten hygroskopischen Wirkung durch Kondensation des Wasserdampfes zu wachsen. Mit zunehmender Feuchte nehmen immer mehr weniger wirksame Kerne mit geringerer hygroskopischer Wirkung am Wachstum teil. Da die Lösungskonzentration der Kerne durch die Wasseraufnahme geringer wird, nimmt auch ihre hygroskopische

Wirkung ab, und es ist zu weiterem Wachstum ein weiteres Ansteigen der relativen Feuchte erforderlich.

Durch das Wachstum der Kerne wird mit steigender relativer Feuchte die Sicht immer mehr getrübt, obwohl die wachsenden Tröpfchen selbst noch nicht sichtbar sind. Im Wetterbeobachtungsdienst wird diese Sichtminderung auf 8 km und weniger bei einer relativen Feuchte von 80% und mehr als „Feuchter Dunst“ bezeichnet.

Gefrierkerne und Sublimationskerne

Eis entsteht normalerweise durch Gefrieren von Wasser, wenn die Temperatur unter den Gefrierpunkt absinkt. Der Gefrier- oder Kristallisationsprozeß bedeutet ein Ordnen der im flüssigen Zustand in ungeordneter Bewegung befindlichen H_2O -Moleküle an ganz bestimmten Gitterpunkten, um die sie dann nur noch Drehungen und Schwingungen ausüben. Dieses Ordnen wird begünstigt, wenn bereits größere eisgitterähnliche Anordnungen im Wasser vorhanden sind, auf denen die Kristallisation aufbaut. Letzteres ist bei größeren Wassermengen in der Größenordnung cm^3 , die immer kristalline Stoffe enthalten, der Fall, so daß ihre Kristallisation bei 0° C oder nur wenig darunter beginnen kann. Man nennt solche Kristallteilchen im Wasser Kristallisationskeime oder Gefrierkerne, weil sie die Kristallisation oder das Gefrieren einleiten.

In Tropfen wird mit abnehmender Wassermenge die Wahrscheinlichkeit, daß sich darin größere eisähnliche Kristallisationskeime oder Gefrierkerne befinden, immer geringer, und sie gefrieren darum erst bei tieferen Temperaturen, je nach der Größe und der Eisähnlichkeit des molekularen Aufbaues der Gefrierkerne.

Wolkentröpfchen wachsen von mikroskopischer Größe bis zu einem Radius von etwa 0,001 cm an. Sie enthalten darum nur sehr kleine Kerne, wie sie in großer Zahl in der Luft schweben, die außerdem nur mehr oder weniger eisähnlich in ihrem molekularen Aufbau sind. Das hat zur Folge, daß solche Wolkentröpfchen, die gute, eisähnliche Gefrierkerne enthalten oder durch Zusammenstöße aufnehmen, bei geringerer Unterkühlung gefrieren als solche mit kleineren und weniger eisähnlichen Kernen. Wirksame Gefrierkerne sind feste, kristalline, nicht lösliche Partikel, wenig wirksam sind lösliche und flüssige Partikel, z. B. Salze und Säure- oder andere Lösungströpfchen. Dazwischen liegen feste Kerne, deren Oberflächen zum Teil mit hygroskopischen Lösungen behaftet sind. Man nennt sie auch Mischkerne, weil sie mit ihren hygroskopischen Oberflächenteilen als Kondensationskerne wirken und mit den nicht hygroskopischen Teilen als Gefrierkerne.

Die besten Gefrierkerne werden bei etwa -10° C wirksam. Bei -20° C beträgt die Zahl der wirksamen Kerne etwa 1–10 pro Liter. Unter -30° C nimmt ihre Zahl sprunghaft zu und damit auch die Zahl der gefrierenden Tröpfchen in Wolken. Bei Temperaturen unter -40° C wird die ordnungshemmende Molekularbewegung der H_2O -Moleküle in unterkühltem Wasser so gering, daß selbst ohne Gefrierkerne ein Ordnen der H_2O -Moleküle mit jedem Grad Unterkühlung und mit der Dauer der Unterkühlung so stark zunimmt, daß alle noch nicht gefrorenen Tröpfchen sehr bald gefrieren. Unter -40° C können somit Wolkentröpfchen auch ohne Gefrierkerne kristallisieren.

Die Bildung der Eiskristalle in Wolken geht normalerweise über das eben geschilderte Tröpfchenstadium. Es bilden sich also zuerst an Kondensationskernen Wolkentröpfchen, die dann durch Gefrierkerne zu hexagonalen Eiskristallen gefrieren. Die entstehenden Kristalle sind entweder sechseckige Säulchen oder sechseckige Plättchen. Die Säulchen überwiegen unter -20° C, die Plättchen über -20° C.

Bis -10°C ist die Zahl der wirksamen Gefrierkerne so gering, daß kaum Wolkenröpfchen gefrieren und die Wolken bis zur Höhe der -10°C Isotherme meist aus Wasser bestehen, zwischen 0 und -10°C aus unterkühltem Wasser.

Unter -10°C gefrieren die ersten Wolkenröpfchen zu Eiskristallen, und es beginnt oberhalb der -10°C -Isotherme der Bereich der Mischwolken, die aber zunächst aus vielen Wassertröpfchen und wenigen Eiskristallen bestehen. Mit tieferen Temperaturen werden auch schlechtere und damit immer mehr Gefrierkerne wirksam und die Zahl der Eiskristalle nimmt durch Gefrieren der Tröpfchen zu, die Zahl der Tröpfchen selbst ab. Oberhalb der -30°C -Isotherme werden so viele Gefrierkerne wirksam, daß Wolken ab -35°C überwiegend aus Eiskristallen bestehen und darum Eiskwolken genannt werden. Unter -40°C findet man nur noch im Wolkenbildungsstadium unterkühlte Tröpfchen, die im Verlauf von Sekunden gefrieren. Unterkühlte Tröpfchen wurden allerdings in einzelnen Fällen noch bis -45°C in Cirruswolken festgestellt.

Für völlig unlösliche Kerne, die keine hygroskopische Wirkung besitzen, ist in der Atmosphäre nur dann ein Kondensationswachstum möglich, wenn die relative Feuchte über 100% ansteigt, also kurz vor Erreichen der kritischen Feuchte. Nach Untersuchungen von FLETCHER kann an den meisten dieser Kerne der Wasserdampf auch direkt in die Eisphase übertreten, also Sublimation stattfinden, wenn ihre Größe 10^{-5}cm überschreitet und die Temperatur tief genug ist. Kerne dieser Art bezeichnet man als Sublimationskerne. Normalerweise wird an solchen Kernen bei geringer Unterkühlung und großen Übersättigung in Bezug auf Wasser die Kondensation und bei großen Unterkühlungen (tiefen Temperaturen) und geringen Übersättigungen die Sublimation bevorzugt. Damit muß die Theorie der Bildung von Eiskristallen bei sehr tiefen Temperaturen insofern ergänzt werden, daß sich nicht immer erst ein Tröpfchen bilden muß, das dann gefriert, sondern daß ein Eiskristall auch durch Sublimation von Wasserdampf an einem Sublimationskern entstehen kann.

9.3.3. Die Wolkenformen

Je nach der Zusammensetzung der Wolken aus nur Wassertröpfchen, nur Eiskristallen oder aus beiden Aggregatzuständen gemischt, ergibt sich zwanglos die physikalische Einteilung der Wolken in

- 1) Wasserwolken, im Temperaturbereich oberhalb -10°C ,
- 2) Mischwolken, im Temperaturbereich zwischen etwa -10° und -35°C ,
- 3) Eiskwolken, im Temperaturbereich unter -35°C .

9.3.3.1. Wolkenstockwerke

Den oben angeführten Temperaturgrenzen entsprechen in unseren Breiten im Mittel folgende, auf ganze km abgerundete Höhen:

0°C	2 km
-10°C	4 km
-35°C	7 km

Daraus ergeben sich folgende drei mittlere Höhenbereiche für die Wolkenstockwerke:

Tiefes Stockwerk:	nicht unterkühlte Wasserwolken	0–2 km
Mittleres Stockwerk:	unterkühlte Wasser- und Mischwolken	2–7 km
Oberes Stockwerk:	Eiskwolken	7–13 km

Im Polargebiet und im Winter liegen diese Grenzen tiefer, in den Tropen und im Sommer höher. Die Obergrenze des Wolkenhimmels bildet im allgemeinen die Tropopause. Sie liegt in polaren Breiten bei 8 km, in gemäßigten Zonen bei 11 km mit extremen Höhen von 14 km und in den Tropen bei 16–18 km. Nicht selten wird von Piloten über Cirruswolken in der unteren Stratosphäre berichtet. Selbstverständlich sind die aufgeführten Höhen nur mittlere Höhen, die sowohl mit der Jahreszeit als auch mit der Wetterlage schwanken. Polare Luftmassen bringen polare Verhältnisse mit und subtropische Luftmassen mehr oder weniger tropische.

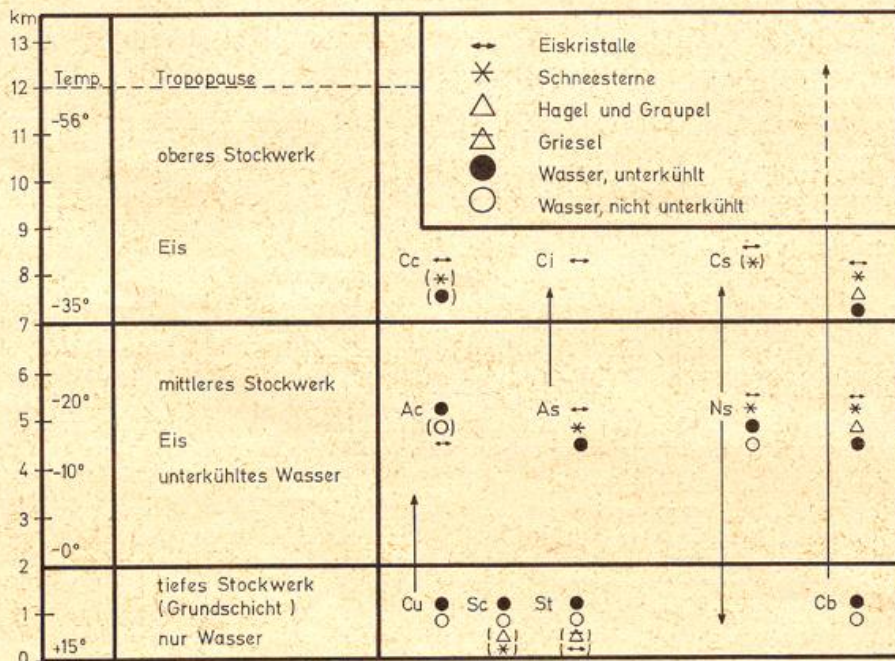


Abb. 54
Temperaturbereiche und Höhe der Wolkenformen sowie Art der Wolkenbestandteile

Aus der mittleren Temperaturverteilung auf der Erde ergeben sich folgende Höhen für die Wolkenstockwerke:

Stockwerk	Polare Zone	Gemäßigte Zone	Tropische Zone
hohes	3–8 km	5–13 km	6–18 km
mittleres	2–4 km	2–7 km	2–8 km
tiefes	0–2 km	0–2 km	0–2 km

Das tiefe Stockwerk besteht in allen Zonen aus der Grundschicht der Atmosphäre, in welcher die thermischen sowie dynamischen Vorgänge und damit die Bewölkung hauptsächlich vom Untergrund beeinflußt werden. Sie reicht allgemein bis 2 km Höhe.

Zu den einzelnen Stockwerken gehören folgende Wolkengattungen:

- Oberes Stockwerk: Cirrus Ci, Cirrocumulus Cc, Cirrostratus Cc.
- Mittleres Stockwerk: Altostratus As, Altostratus As, Nimbostratus Ns.
- Tiefes Stockwerk: Cumulus Cu, Cumulonimbus Cb, Stratocumulus Sc, Stratus St.

Der Altostratus reicht mit seiner Obergrenze oft bis ins obere Stockwerk hinein. Der Nimbostratus hat seine Untergrenze im tiefen Stockwerk, erstreckt sich meist über das ganze mittelhohe und findet seine obere Begrenzung häufig erst im oberen Stockwerk. Der Cumulus erstreckt sich sehr oft vom tiefen bis ins mittlere Stockwerk, der Cumulonimbus sogar bis ins obere, häufig bis zur Tropopause. Ihre Untergrenzen können im Sommer bei hohem Kondensationsniveau oder bei Höhenthermik auch über 2 km im mittleren Stockwerk liegen. Die Abb. 54 zeigt eine schematische Darstellung der Wolkenstockwerke, der Wolkenformen und der zugehörigen Wolkenbestandteile in den mittleren Breiten.

9.3.3.2. Wasserwolken

Bis -10°C sind die Wolken im allgemeinen reine Wasserwolken, wenn nicht aus höheren Schichten Eiskristalle hineinfallen. Sie haben von allen Wolken die größte Anzahl von Wolkenelementen (in der Größenordnung 100 pro cm^3), da bei höheren Temperaturen mehr Wasserdampf zur Kondensation zur Verfügung steht als bei tiefen. Die Anzahl der Wolkenelemente nimmt außerdem mit der Schnelligkeit der Wolkenbildung zu und ist darum in Wolken mit starker Vertikalbewegung größer als in Wolken ohne oder mit nur geringer Vertikalbewegung. Wasserwolken mit Vertikalbewegungen in der Größenordnung m/sec sind die meisten Konvektionswolken, in der Größenordnung cm/sec alle Schichtwolken, auch die Mischwolken und Eiswolken, Nimbostratus, Altostratus und Cirrostratus.

Große Tröpfchenzahl bedeutet geringe Sicht in der Wolke, etwa wie im Nebel, geringe Lichtdurchlässigkeit der Wolke und darum Eigenschatten und Graubstufungen je nach Mächtigkeit der Wolke, scharfe Wolkenränder, da viele Tröpfchen die Wolke so dicht gestalten, daß das Licht an ihren Rändern wie an einem Spiegel reflektiert wird. Die Wolkenränder sind bei dichten Wolken darum auch leuchtend weiß. Zu den dichten Wasserwolken gehören der Cumulus, der Stratocumulus, manchmal noch der Altostratus und der Cumulonimbus im unteren Wolkenbereich etwa bis zur -10°C -Grenze.

Alle anderen Wolken besitzen weniger Wolkenelemente und darum unscharfe, diffuse Ränder.

Die relative Feuchte beträgt in Wasserwolken 100%. Kränze oder Höfe (Außenrand rötlich) unmittelbar um Sonne oder Mond sind ein Anzeichen für Wasserwolken.

Sie entstehen durch Beugung des Lichtes an den Wolkentröpfchen.

Wasserwolken sind im allgemeinen die Wolkengattungen Stratus, Stratocumulus, Cumulus und Altostratus. Der Altostratus enthält im Bildungsstadium häufig eine geringere Zahl von Eisteilchen, die auf Kosten der Wassertröpfchen anwachsen und als Fallstreifen (virga) ausfallen. Sie lassen dann eine reine unterkühlte Wasserwolke übrig. Bei entsprechend tiefen Temperaturen können die normalerweise als Wasserwolken vorkommenden Gattungen auch Mischwolken sein.

9.3.3.3. Eiswolken

Reine Eiswolken bilden sich meist erst unter -35°C , also in Höhen oberhalb 6000–7000 m, selten ab 5000 m. Sie bestehen aus Eiskristallen in Form von sechseckigen Säulen oder Plättchen. Bei sehr tiefen Temperaturen, unter -20°C , überwiegen die Säulchen, bei höheren Temperaturen, über -20°C , die Plättchen. Bei großer Eisübersättigung entarten die Säulchen zu einer Anhäufung von Säulchen, zu Büschelkristallen, und die Plättchen wachsen bei zunehmender Übersättigung zu verzweigten Schneekristallen an. Die Anzahl der Wolkenelemente ist infolge des geringen Wasserdampfgehaltes der Luft bei tiefen Temperaturen erheblich geringer als in Wasserwolken (z. T. nur 100 je Kubikmeter).

Darum sind bei Eiswolken:

die Sicht relativ gut (bis einige km), die Lichtdurchlässigkeit groß, so daß am Erdboden immer noch Schattenbildung von Gegenständen auftritt – Ausnahme Cirrus spissatus – ,

die Farbe weiß, weil die Wolke keine Eigenschatten besitzt, seidig glänzend durch Lichtspiegelung an den Eiskristallen – Ausnahme Cirrus spissatus – ,

die Ränder unscharf und stark diffus, die Wolkenstruktur oft faserig, haarähnlich, ausgefranst.

Haloerscheinungen, am häufigsten in Form von hellen oder farbigen Ringen (Innenrand rötlich) um Sonne und Mond in einem Winkelabstand von 22° und 46° oder in Form von Nebensonnen, Lichtsäulen und anderem sind ein sicheres Zeichen für reine Eiswolken, denn sie kommen durch Spiegelung an oder Lichtbrechung in den Eiskristallen zustande.

Die relative Feuchte in Eiswolken liegt infolge des geringen Sättigungsdampfdruckes über Eis unter 100%. Sie sinkt von rund 83% bei -20°C auf etwa 62% bei -50°C ab.

Die Wolkengattungen der reinen Eiswolken sind: Cirrus, Cirrocumulus und Cirrostratus.

9.3.3.4. Mischwolken

Mischwolken bestehen aus unterkühlten Wassertröpfchen und Eiskristallen, oft mehr oder weniger verzweigten Schneesternchen, und bei stärkerer Vertikalbewegung enthalten sie auch Graupel- oder Hagelkörner. Sie erstrecken sich hauptsächlich über den Temperaturbereich zwischen -10° und -35°C , im Mittel also über den Höhenbereich von 4–7 km.

Die Anzahl der Wolkenelemente ist in Mischwolken größer als in reinen Eiswolken und im allgemeinen geringer als in reinen Wasserwolken. Im Cumulonimbus mit starker Vertikalbewegung ist sie am größten.

Bei Mischwolken sind daher:

die Sicht schlecht,

die Lichtdurchlässigkeit gering,

die Farbe hell- bis dunkelgrau (je nach Wolkendicke),

die Wolkenränder im Mischbereich diffus, der Gesamteindruck milchig und streifig.

In Mischwolken beträgt die relative Feuchte normalerweise noch 100%. Das bedeutet eine große Übersättigung für die Eiskristalle, die durch Sublimation des übersättigten Wasserdampfes zu verzweigten Schneekristallen wachsen und so schwerere Niederschlags-elemente bilden. Diese geben der Wolke infolge ihrer größeren Fall- oder geringeren Aufwindgeschwindigkeit gegenüber den Wolkentröpfchen eine streifige, verschwommene Struktur. Wenn sie als Fallstreifen oder Niederschlag aus der Wolke ausfallen, dann wird die Wolkenbasis unscharf oder diffus.

Weil die Mischwolken in unseren Breiten die wesentlichsten niederschlagsbildenden Wolken sind, kann man sie auch am Niederschlag erkennen. Sie bilden zunächst Schnee, der bei Temperaturen über 0° C zu großtropfigem Regen wird. In Wolken mit großer unterkühlter Tropfenzahl und großen Geschwindigkeitsunterschieden zwischen den Eisbestandteilen und den Tröpfchen vergraulen die Eiskristalle durch Anfrieren der unterkühlten Tröpfchen bei Zusammenstoßen. Der Vergraulungsprozeß ist in Wolken mit geringen Aufwinden (unter 1 m/sec) selten.

Es fallen aus den Mischwolken folgende Niederschlagsformen:

Altostratus und Nimbostratus: Schnee, Regen und Eiskörner, wenn in Bodenkaltluft fallender Regen gefriert, selten und nur zu Beginn, wenn die Wolken nur wenig vereist sind, Graupel. Die Niederschlagsformen des Altostratus und Nimbostratus sind räumlich und zeitlich ausdehnt und ohne starke Intensitätsschwankungen.

Cumulonimbus: Regen, Schnee, Reifgraupel, Frostgraupel und Hagel in Form von Schauerniederschlägen mit zeitlicher und räumlicher Begrenzung und starken Intensitätsschwankungen. Hagel und Gewitter sind nur beim Cumulonimbus möglich.

Die zu den Wasserwolken zählenden Gattungen Stratocumulus und Stratus (auch Hochnebel und Nebel) können in der kalten Jahreszeit bei Temperaturen unter etwa -10° C durch Gefrieren einzelner unterkühlter Tröpfchen zu niederschlagsauslösenden Mischwolken werden. Es fallen dann aus Stratus und hochreichendem Nebel Eisnadeln, kleine Sternchen und Schneegriesel, die meistens durch geringes Anfrieren von Tröpfchen aus vergraulerten, zusammengeballten Eisnadeln oder Sternchen bestehen und dann das Ansehen kleiner, weißer Kügelchen von schneeähnlicher Struktur mit weniger als 1 mm Durchmesser haben. Der manchmal aus Stratus oder Nebel fallende Nieselregen entsteht nicht über das Eisstadium, sondern durch Vereinigung von vielen tausend Tröpfchen (Koagulation).

Stratocumulus mit Eiskristallen liefert nur geringe Schneefälle, oft nur einzelne Flocken, und bei großer Tröpfchenzahl und geringem Aufwind von der Größenordnung von 1 m/sec manchmal Reifgraupel, aber nur selten geringe Regenfälle, wenn die 0°-Grenze hoch genug, aber noch unter 1000 m liegt. Wenn bei höheren Temperaturen aus Stratocumulus stärkerer Regen oder andere nennenswerte Niederschläge fallen, dann stammen sie aus anderen darüberliegenden Wolken.

Die Wolkengattungen der Mischwolken sind: Altostratus, Nimbostratus und Cumulonimbus.

Im Bildungsstadium ist auch der Altocumulus oft eine Mischwolke mit geringer Eisteilchenzahl (s. o.).

9.3.4. Wolkenklassifikation

9.3.4.1. Aussehen der Wolken

Das Aussehen der Wolken wird im wesentlichen durch folgende Merkmale bestimmt:

- a) räumliche Verteilung der Wolkenelemente
- b) Art der Wolkenelemente (Wasser, Eis oder beides), ihre Höhe und ausfallender Niederschlag
- c) Eigenarten in der Gestalt der Wolken.

Die beiden erstgenannten Merkmale (a und b) bestimmen die Einteilung in Wolkengattungen, das letzte Merkmal (c) weist auf die Wolkenarten hin.

Die Wolken befinden sich in ständiger Umwandlung und weisen deshalb einen unendlichen Formenreichtum auf. Es ist jedoch möglich, eine begrenzte Anzahl von charakteristischen Formen zu definieren, die auf der ganzen Erde beobachtet werden, und sie zu größeren Gruppen zusammenzufassen, die international klassifiziert wurden. Diese internationale Wolkenklassifikation ist im „Internationalen Wolkenatlas“, Band I, allgemein verbindlich festgelegt und im Band II durch entsprechende charakteristische Aufnahmen bildlich erläutert. Zunächst lassen sich fast alle Wolken in 10 Gattungen einordnen. Um diese Gattungen noch ausführlicher beschreiben zu können, stehen 14 Arten und neun Unterarten zur Verfügung. Mit zusätzlichen neun Sonderformen und Begleitwolken können fast alle vorkommenden Wolkenformen erfaßt werden. Bei Umbildung von Wolkengattungen kann man durch Angabe der Mutterwolke außerdem etwas über den Ursprung der Wolke aussagen, was für die Diagnose von atmosphärischen Vorgängen von Bedeutung sein kann. In Anlehnung an andere Wissenschaften wurden für die verschiedenen Wolkenformen lateinische Namen gewählt, die im wesentlichen bereits die charakteristischen Eigenarten der Wolken ausdrücken. Das Einordnen der Wolken in Gattungen, Arten, Unterarten usw. erfolgt nach ihrem Aussehen.

9.3.4.2. Wolkengattungen

Die Wolkengattungen erhält man, indem man zuerst das räumliche Verteilungsmerkmal der Wolkenelemente festlegt und dann die Art der Wolkenelemente, ob Wasser, Eis oder beides, was sich aus der Temperatur, der Höhe oder aus den Erkennungsmerkmalen der Wasser-, Eis- und Mischwolken und aus den herausfallenden Niederschlagsformen ergibt. Die scheinbare Größe der Wolkenanteile und ihre scheinbare Zuggeschwindigkeit lassen oft Schlüsse auf die Wolkenhöhe zu. Tiefe Wolken sind scheinbar größer und ziehen scheinbar schneller als hohe. Die räumlichen Verteilungsmerkmale der Wolkenelemente sind:

1) das „stratus“-Merkmal (stratus lat. = ausgebreitet): Schichtwolken, einförmige Wolken ohne wesentliche Helligkeitsunterschiede und Konturen in ausgedehnten Feldern oder Schichten, die den Himmel ganz oder teilweise bedecken.

Symbol  stratus

Schichtung der Atmosphäre: stabil

2) das „cumulus“-Merkmal (cumulus lat. = Haufen): Einzelwolken in Form von mehr vertikal als horizontal entwickelten Flocken, Haufen oder Türmen.

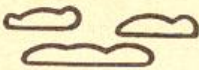
Symbol  cumulus

Schichtung der Atmosphäre: labil

3) „stratocumulus“-Merkmal:

Schichtwolken mit wesentlichen Helligkeitsunterschieden (dunklere und hellere Stellen oder Lücken) und mit Konturen in Form von Flecken, Feldern oder Schichten,

oft mit regelmäßigen Schollen oder „Schäfchen“ oder in Form von Ballen und Walzen.

Symbol  stratocumulus

Schichtung der Atmosphäre:

stabil	an der Ober-	grenze stabil,
labil		

(stratus),
darunter labile
Schicht meist
geringer
Mächtigkeit
(cumulus).

Nimbuswolken sind nach ihrer lat. Bezeichnung (nimbus = Regen) solche, die zu Niederschlägen führen. Das kann eine Wolke sein mit stratus-Merkmalen, sie heißt dann Nimbostratus, oder aber mit cumulus-Merkmalen, sie heißt dann Cumulonimbus. Die aus dem Nimbostratus fallenden Niederschlagsformen sind anhaltender Regen oder Schnee und Eiskörner, selten Graupel; die aus einem Cumulonimbus fallenden sind Schauer-niederschläge in Form von Regen, Schnee, Reifgraupel, Frostgraupel oder Hagel.

Bei reinen Eiswolken ist die Anzahl der Wolken-elemente oft so gering, daß man bei ihrer räumlichen Verteilung von keinem Merkmal sprechen kann. Diese Wolken haben wegen ihres Aussehens den Gattungsnamen Cirrus (lat. = Haarlocke, Federbusch).

Kombiniert man die drei oben genannten räumlichen Verteilungsmerkmale mit der Art der Wolken-elemente, die man aus dem Aussehen, aus der Höhe oder dem Niederschlag bestimmen kann, so erhält man:

4 Stratusgattungen: Stratus, Altostratus, Cirrostratus, Nimbostratus.

4 Cumulusgattungen: Cumulus, Altocumulus, Cirrocumulus, Cumulonimbus.

3 Stratocumulusgattungen: Stratocumulus, Altostratocumulus, Cirrostratocumulus.

1 Cirrus.

Die Kombination der beiden Gattungsmerkmale, räumliche Verteilung und Art der Wolken-elemente, führt so zu zwölf Gattungen. Aus praktischen Gründen (Verschlüsselung) sind sie auf zehn verringert worden. Der Altocumulus und Altostratocumulus sind im Altocumulus zusammengefaßt und der Cirrocumulus und Cirrostratocumulus im Cirrocumulus. Das Stratocumulus-Merkmal wird durch die Artenbezeichnung stratiformis ausgedrückt. Diese zehn Wolkengattungen schließen sich gegenseitig aus, d. h. eine bestimmte Wolke kann nur einer dieser zehn Gattungen angehören.

Zusammenfassend werden nochmals alle Wolken-gattungen, ihre Abkürzungen und Schlüsselzahlen genannt. Dabei ist zu beachten, daß die Gattungsnamen stets mit 2 Buchstaben abgekürzt werden.

Gattung	Abkürzung	Schlüsselzahl
Cirrus	Ci	0
Cirrocumulus	Cc	1
Cirrostratus	Cs	2
Altocumulus	Ac	3
Altostratus	As	4
Nimbostratus	Ns	5
Stratocumulus	Sc	6
Stratus	St	7
Cumulus	Cu	8
Cumulonimbus	Cb	9

9.3.4.3. Wolkenarten

Die Gattungen ergeben nur eine grobe Einteilung und Beschreibung der Wolken. Um etwas über die Eigenarten in der Gestalt der einzelnen Gattungen auszusagen, wurden 14 Wolkenarten festgelegt, die sich ebenfalls gegenseitig ausschließen, so daß eine bestimmte Wolke nur einer Art angehören kann. Das schließt nicht aus, daß dieselbe Art bei mehreren Gattungen vorkommen kann. Die Linsenform z. B. kann bei den Gattungen Cirrocumulus, Altocumulus und Stratocumulus beobachtet werden.

Die Namen der Arten, ihre Abkürzungen (stets aus 3 Buchstaben bestehend), ihre Deutsche Bedeutung und die Gattungen, bei denen sie vorkommen, sind:

Name	Abk.	Bedeutung	Gattungen
fibratus	fib	faserig	Ci Cs
uncinus	unc	haken-, kommaförmig	Ci
spissatus	spi	dicht	Ci
castellanus	cas	türmchenförmig	Ci Cc Ac Sc
floccus	flo	flockig, bauschig	Ci Cc Ac
stratiformis	str	schichtförmig	Cc Ac Sc
nebulosus	neb	nebel-, schleierartig	Cs St
lenticularis	len	linsenförmig, mandelförmig	Cc Ac Sc
fractus	fra	zerrissen	St Cu
humilis	hum	niedrig	Cu
mediocris	med	mittelmäßig	Cu
congestus	con	aufgetürmt, mächtig aufquellend	Cu
calvus	cal	kahl, glatt	Cb
capillatus	cap	behaart, ausgefranst, faserig	Cb

Wolkenarten

9.3.4.4. Unterarten

Zur Beschreibung der Wolken gehören neben den Gattungsmerkmalen und den Artenmerkmalen auch eine Angabe über die verschiedenartige Anordnung der Wolkenteile und über ihre Lichtdurchlässigkeit. Diese beiden Merkmale ergeben neun Unterarten, sechs davon beziehen sich auf die Anordnung der Wolkenteile, drei auf die Lichtdurchlässigkeit. Die Namen der Unterarten, ihre Abkürzungen (stets 2 Buchstaben), ihre deutsche Bedeutung und die Gattungen, bei denen sie vorkommen, sind:

Name	Abk.	Bedeutung	Gattungen
intortus	in	verflochten	Ci
vertebratus	ve	skelettartig, grätenförmig	Ci
undulatus	un	wellen-, wogenförmig	Cc Cs Ac As Sc St
radiatus	ra	strahlenförmig, parallele Bänder und Streifen	Ci Ac As Sc Cu
lacunosus	la	durchlöchert (runde ausgefranzte Löcher)	Cc Ac selten Sc
duplicatus	du	doppel- und mehrschichtig	Ci Cs Ac As Sc
perlucidus	pe	durchsichtig (durch kleine Lücken)	Ac Sc
translucidus	tr	durchscheinend	Ac As Sc St
opacus	op	nicht durchscheinend, dunkel	Ac As Sc St

Unterarten

9.3.4.5. Sonderformen und Begleitwolken, Mutterwolken

Unmittelbar zusammenhängend mit der Hauptmasse bestimmter Wolken können noch besondere Erscheinungen, „Sonderformen“, oder auch getrennt von der Haupt-

masse „Begleitwolken“ beobachtet werden. Sonderformen gibt es 6, Begleitwolken 3. Eine Wolkengattung kann gleichzeitig von mehreren Sonderformen und Begleitwolken begleitet sein. Ihre Namen, Abkürzungen (stets 3 Buchstaben), deutsche Bedeutung und Gattungen, bei denen sie vorkommen, sind:

Name	Abk.	Bedeutung	Gattungen
incus mamma	inc mam	mit Amboß mit beutelförmigen, warzenartigen Aus- wüchsen an der Untergrenze mit Fallstreifen	Cb Ci Cc Ac As Sc Cb Cc Ac As Ns Sc Cu Cb
virga	vir	mit Niederschlag	As Ns Sc St Cu Cb Cb selten Cu
praecipitatio arcus tuba	pra arc tub	mit Böenkragen mit Wolkenschlauch (Trombe)	Cb selten Cu
pileus velum pannus	pil vel pan	mit Kappe mit Schleier mit Fetzen (Schlecht- wetterfetzen)	Cu Cb Cu Cb As Ns Cu Cb

Sonderformen und Begleitwolken

Ein Teil einer Wolke kann sich weiterentwickeln, wobei mehr oder weniger deutlich abgesonderte Gebilde entstehen. Diese können sich – von der Mutterwolke getrennt oder nicht – zu Wolken einer völlig anderen Gattung auswachsen. Um ihren Ursprung zu kennzeichnen, fügt man der neuen Gattung die Gattungsbezeichnung der Mutterwolke unter Anhängung des Wortes „genitus“ an. Beispiel: Stratocumulus cumulogenitus, Cirrus cumulonimbogenitus. Als Abkürzung wird die kleingeschriebene Abkürzung der Mutterwolke benutzt mit einem angehängten gen, z. B. Sc cugen.

Die lateinischen Namen der Mutterwolken und ihre Abkürzungen lauten:

cirrocumulogenitus	ccgen	(aus Cc entstanden)
altocumulogenitus	acgen	(aus Ac entstanden)
altostratogenitus	asgen	(aus As entstanden)
nimbostratogenitus	nsgen	(aus Ns entstanden)
stratocumulogenitus	scgen	(aus Sc entstanden)
cumulogenitus	cugen	(aus Cu entstanden)
cumulonimbogenitus	cbgen	(aus Cb entstanden)

Eine Zusammenstellung aller Gattungen, Arten, Unterarten, Sonderformen, Mutterwolken und des zugehörigen Niederschlags enthält die nachfolgende Übersicht (S. 57).

9.3.5. Beschreibung der einzelnen Wolkengattungen (mit Arten, Unterarten usw.)

Cirrus

1) Definition

Isolierte Wolken in Form weißer, zarter Fäden oder weißer bzw. überwiegend weißer Flecken oder schmaler Bänder. Diese Wolken zeigen ein faseriges (haarähnliches) Aussehen oder einen seidigen Schimmer oder beides.

2) Arten

Cirrus fibratus:	Dünne, weiße Fasern oder Fäden.
Cirrus uncinus:	Kommaförmige oder hakenförmige oder in einem nicht abgerundeten Büschel endende Fasern oder Fäden.

Cirrus spissatus: Dichte Cirrus-Flecken, die oft schwach grau aussehen und die Sonne verschleiern oder völlig verdecken können.

Cirrus floccus: (selten) Kleine, isolierte, runde Cirrus-Büschel, oft mit Schleppen versehen.

Cirrus castellanus: (selten) Kleine abgerundete Türmchen oder Zinnen, die aus einer gemeinsamen Cirrus-Basis herauswachsen.

3) Unterarten

Cirrus intortus: Unregelmäßig gebogene und ineinander verflochtene Cirrus-Fäden.

Cirrus radiatus: Einzelne, in breiten parallelen Bändern scheinbar gegen den Horizont zusammenlaufende Cirrus-Teile.

Cirrus vertebratus: Wie eine Wirbelsäule oder Fischgräte aussehende Cirrus-Teile.

Cirrus duplicatus: Cirruswolken in zwei oder mehreren dicht übereinander angeordneten Schichten, die manchmal teilweise miteinander verwachsen sind.

4) Sonderformen und Begleitwolken

Mamma: Cirrus mit hängenden, beutel- oder warzenartigen Quellformen an der Unterseite.

5) Art der Wolkenbestandteile
Cirrus besteht aus Eiskristallen.

6) Niederschlagsformen
Aus Cirrus fällt kein Niederschlag.

7) Optische Erscheinungen
In Cirrus können Haloerscheinungen vorkommen.

8) Unterschiede zu ähnlichen Wolken anderer Gattungen

a) Cirrus floccus - Cirrocumulus floccus
Cirrus castellanus - Cirrocumulus castellanus
Cirrus - Büschel oder - Türmchen haben im Gegensatz zu den Cirrocumulusformen eine Breite von mehr als 1 Grad.

b) Cirrus-Cirrostratus
Cirrus hat eine zusammenhanglose Struktur, Cirrus-Felder oder -Bänder besitzen eine geringe horizontale Erstreckung und geringe Breite der zusammenhängenden Teile.

c) Cirrus floccus - Altocumulus floccus
Cirrus castellanus - Altocumulus castellanus
Die Feinstruktur des Cirrus ist seidiger und faseriger als die des Altocumulus.

d) Cirrus spissatus - Altostratus
Dichte Cirrus-Flecken haben eine geringere horizontale Erstreckung als der Altostratus und eine überwiegend weiße Färbung.

9) Entstehung

Cirrus entsteht

a) durch Turbulenz bei starker vertikaler Windscherung

b) durch Konvektion in labilen hochtroposphärischen Luftschichten

c) aus anderen Wolken
aus Virga-Bildungen von Cirrocumulus und Altocumulus

Wolkenklassifikation

Gattungen	Arten	Unterarten	Sonderformen u. Begleitwolken	Mutterwolken (genitus)	Niederschlag
Cirrus	fibratus uncinus spissatus castellanus floccus	intortus radiatus vertebratus duplicatus	mamma	Ce Ac Cb	kein
Cirrocumulus	stratiformis lenticularis floccus castellanus	undulatus lacunosus	virga mamma		kein
Cirrostratus	fibratus nebulosus	duplicatus undulatus		Ce Cb	kein
Alto cumulus	stratiformis lenticularis castellanus floccus	translucidus perlucidus opacus duplicatus undulatus radiatus lacunosus	virga mamma	Cu Cb	kein
Altostratus		translucidus opacus duplicatus undulatus radiatus	virga praecipitatio pannus mamma	Ac Cb	anhaltend Regen Schnee Eiskörner selten Frostgraupel
Nimbostratus			praecipitatio virga pannus	Cu Cb	wie As
Stratocumulus	stratiformis lenticularis castellanus	translucidus perlucidus opacus duplicatus undulatus radiatus lacunosus	mamma virga praecipitatio	As Ns Cu Cb	schwach Regen Schnee Reifgraupel
Stratus	nebulosus fractus	opacus translucidus undulatus	praecipitatio	Ns Cu Cb	Sprühregen Eisprismen Schneegriesel
Cumulus	humilis mediocris congestus fractus	radiatus	pileus velum virga praecipitatio arcus pannus tuba	Ac Sc	nur aus mächtigen Cu Regen- schauer
Cumulonimbus	calvus capillatus		praecipitatio, virga pannus, incus, mamma, pileus, velum, arcus, tuba	Ac As Ns Sc Cu	Schauer aus Regen Schnee Reifgraupel Frostgraupel Hagel, z. T. mit Gewitter

aus verdunstetem Cirrostratus

aus Cumulonimbus durch Herauswehen von Eiskristallen bei starken Höhenwinden, oder durch Auflösung des Cumulonimbus bis auf den Eisamboß (Ci spi cbgen).

Cirrocumulus

1) Definition

Dünne, weiße Flecken, Felder oder Schichten von Wolken ohne Eigenschatten, die aus sehr kleinen, körnig, geripelt o. ä. aussehenden, miteinander verwachsenen oder isolierten Wolkenteilen bestehen und

mehr oder weniger regelmäßig angeordnet sind. Die meisten Wolkenteile haben eine Breite von weniger als 1 Grad.

2) Arten

Cirrocumulus stratiformis: Cirrocumulus in ausgedehnten horizontalen Feldern oder Schichten.

Cirrocumulus lenticularis: Linsenförmig oder mandelförmig, oft sehr langgestreckte Cirrocumulusbänke mit gewöhnlich scharf ausgeprägten Umrissen.

Cirrocumulus castellanus: Einzelne Cirrocumulus-Teile mit sehr kleinen turmartigen Aufquellungen, die aus einer gemeinsamen Basis herauswachsen. (selten)

Cirrocumulus floccus: Cirrocumulus-Wolken aus sehr kleinen, unten zerfetzten Büscheln. (selten)

3) Unterarten

Cirrocumulus undulatus: Wellenförmig angeordnete Cirrocumulus-Felder.

Cirrocumulus lacunosus: Cirrocumulus-Felder mit kleinen runden, vielfach ausgefranzten Löchern, wodurch oft das Aussehen eines Netzes oder einer Waibe entsteht.

4) Sonderformen und Begleitwolken

Virga: Fallstreifen aus Eiskristallen, die an der Unterseite des Cirrocumulus schräg oder senkrecht herabhängen.

Mamma: Hängende, beutel- oder warzenförmige Quellformen an der Unterseite des Cirrocumulus.

5) Art der Wolkenbestandteile

Cirrocumulus besteht fast ausschließlich aus Eiskristallen. Im Bildungsstadium können Wassertröpfchen vorhanden sein, die infolge der starken Unterkühlung schnell zu Eiskristallen gefrieren oder von den übrigen Eiskristallen durch Übersublimieren aufgezehrt werden.

6) Niederschlagsformen

Aus Cirrocumulus fällt kein Niederschlag.

7) Optische Erscheinungen

Cirrocumulus ist stets so durchscheinend, daß die Stellung von Sonne oder Mond zu erkennen ist. Manchmal kann Korona-Bildung oder Irisieren beobachtet werden.

8) Unterschiede zu ähnlichen Wolken anderer Gattungen

a) Cirrocumulus floccus — Cirrus floccus
Cirrocumulus castellanus — Cirrus castellanus (siehe Cirrus)

b) Cirrocumulusfelder unterscheiden sich von Cirrus und Cirrostratus durch ihre gerippte Form und ihre Unterteilung in sehr kleine Wölkchen, auch wenn darunter für Cirrus und Cirrostratus charakteristische, faserige, seidige oder glatte Abschnitte sind, die aber zusammen nur den kleineren Teil ausmachen.

c) Cirrocumulus — Altocumulus

Cirrocumulus-Teile sind kleiner als 1 Grad und haben keine Eigenschatten, Altocumulus-Teile sind größer als 1 Grad und haben meist Eigenschatten.

Korona-Bildung bei Cirrocumulus selten, bei dünnem Altocumulus häufiger.

9) Entstehung

Cirrocumulus kann entstehen

a) durch Konvektion in dünnen labilen Luftschichten (Cc str la)

b) durch eine durch Hindernisse und Leewellen bedingte Hebung feuchter Luftschichten (Cc len)

c) aus anderen Wolken durch Labilisierung von dünnen Cirrus- und Cirrostratusschichten infolge anhaltender Hebung

oder Ausstrahlung ihrer Obergrenzen und dadurch einsetzende Konvektion.

Cirrostratus

1) Definition

Durchscheinender, weißlicher Wolkenschleier von faserigem, haarähnlichem oder glattem Aussehen, der den Himmel ganz oder teilweise bedeckt und im allgemeinen Haloerscheinungen hervorruft.

2) Arten

Cirrostratus fibratus: faseriger Cirrostratusschleier.
Cirrostratus nebulosus: glatter, einförmiger und nebelartiger Cirrostratusschleier.

3) Unterarten

Cirrostratus duplicatus: zwei- oder mehrschichtiger Cirrostratus.

Cirrostratus undulatus: Cirrostratus mit Wogenbildung.

4) Sonderformen und Begleitwolken

Keine.

5) Art der Wolkenelemente

Eiskristalle.

6) Niederschlagsformen

Keine.

7) Optische Erscheinungen

In dünnem Cirrostratusschleier werden häufig Haloerscheinungen beobachtet.

8) Unterschiede zu ähnlichen Wolken anderer Gattungen

a) Cirrostratus - Cirrus (siehe Cirrus)

b) Cirrostratus - Cirrocumulus (siehe Cirrocumulus)

c) Cirrostratus - Altostratus

Cirrostratus ist weißlich und von geringerer vertikaler Mächtigkeit, so daß Gegenstände an der Erdoberfläche immer noch Schatten werfen, während bei Altostratus keine Schattenbildung mehr erfolgt. Bei Cirrostratus sind Haloerscheinungen möglich, bei Altostratus nicht.

9) Entstehung

Cirrostratus entsteht durch

a) Aufgleiten ausgedehnter Luftschichten

b) durch Umbildung anderer Wolken aus Cirrocumulus virga durch Zusammenwachsen von Cirrus- und Cirrocumulus-Teilen.

Altocumulus

1) Definition

Weißer und/oder graue Flecken, Felder oder Schichten von Wolken, im allgemeinen mit Eigenschatten, aus schuppenartigen Teilen, Ballen, Walzen usw. bestehend, die manchmal teilweise faserig oder diffus aussehen und zusammengewachsen sein können. Die meisten der regelmäßig angeordneten kleinen Wolkenteile haben gewöhnlich eine Breite von 1 bis 5 Grad.

2) Arten

Altocumulus stratiformis: Altocumulus in ausgedehnten horizontalen Feldern oder Schichten.

Altocumulus lenticularis: Altocumulus in linsen- oder mandelförmigen, oft sehr langgestreckten Bänken mit deutlich ausgeprägten Umrissen.

Alto cumulus castellanus: Alto cumulus mit einer Reihe von Türmchen, die aus einer gemeinsamen Basis herauswachsen.

Alto cumulus floccus: Alto cumulus in Form kleiner, isolierter Büschel, mit zerfransten Unterteilen und häufig mit Schleppen.

3) Unterarten

Alto cumulus translucidus: Dünner, lichtdurchlässiger Alto cumulus mit erkennbarer Stellung von Sonne und Mond.

Alto cumulus perlucidus: Durch kleine unregelmäßige Lücken durchsichtiger Alto cumulus.

Alto cumulus opacus: Dichter Alto cumulus, der Sonne und Mond völlig verdeckt.

Alto cumulus duplicatus: Alto cumulus in zwei oder mehreren Schichten.

Alto cumulus undulatus: Alto cumulus in wogenförmiger Anordnung, oft mit langgestreckten, parallelen Walzen, die durch scharf begrenzte, wolkenlose Bahnen voneinander getrennt sein können.

Alto cumulus radiatus: Alto cumulus mit paralleler Streifung oder in parallelen Bändern, die scheinbar am Horizont zusammenlaufen.

Alto cumulus lacunosus (selten): Alto cumulus mit mehr oder weniger regelmäßig verteilten, runden, oft ausgefransten Löchern, wodurch das Aussehen eines Netzes oder einer Wabe entsteht.

4) Sonderformen und Begleitwolken

Alto cumulus virga: Alto cumulus mit Fallstreifen, die meist aus Eiskristallen bestehen.

Alto cumulus mamma: Alto cumulus mit hängenden, beutelförmigen Quellungen an der Unterseite.

5) Art der Wolkenbestandteile

Alto cumulus besteht fast immer aus unterkühlten Wassertröpfchen. Bei sehr tiefen Temperaturen (unter -10°C) kann er auch Eiskristalle enthalten, die infolge starker Eisübersättigung durch Sublimation rasch wachsen und als Fallstreifen (*virga*) ausfallen.

6) Niederschlagsformen

Aus Alto cumulus fällt normalerweise kein Niederschlag.

7) Optische Erscheinungen

Durch Lichtbeugung an den Wolkentröpfchen wird an dünnen Alto cumulus-Teilen oft Korona-Bildung oder Irisieren beobachtet. Alto cumulus *virga* kann Haloerscheinungen in Form von Nebensonnen und Lichtsäulen bilden.

8) Unterschiede zu ähnlichen Wolken anderer Gattungen

a) Alto cumulus *virga* - Cirrus

Ac vir ist nicht überall, Ci hingegen überall faserig oder seidig schimmernd.

b) Alto cumulus - Cirrocumulus (siehe Cirrocumulus)

c) Alto cumulus stratiformis - Altostratus

Mittelhohe Wolken schichten ohne Niederschlag werden im Zweifelsfalle als Alto cumulus bezeichnet, sofern irgendwelche Anzeichen von schuppenartigen Teilen, Ballen, Walzen usw. vorhanden sind.

d) Alto cumulus stratiformis - Stratocumulus stratiformis

Bei Alto cumulus haben die meisten der regelmäßig angeordneten Wolkenteile eine Größe von 1

bis 5 Grad, bei Stratocumulus von mehr als 5 Grad.

e) Alto cumulus floccus - Cumulus fractus oder humilis

Alto cumulus floccus hat häufig faserige Schleppen und ist meist kleiner als Cumulus.

9) Entstehung

Alto cumulus entsteht

a) durch Aufgleiten einer ausgedehnten Luftschicht, meist nur am Rande der Aufgleitzone

b) durch Konvektion in labilen Luftschichten des mittelhohen Stockwerkes

c) durch Turbulenz im mittleren Stockwerk

d) durch eine durch Hindernisse und Leewellen bedingte Hebung feuchter Luftschichten

e) aus anderen Wolken

durch Labilisierung von Altostratus- oder Nimbostratusschichten infolge anhaltender Hebung oder Wärmeausstrahlung ihrer Obergrenze und dadurch einsetzende Konvektion

durch Umwandlung von Altostratus oder Nimbostratus infolge starker Wellenbildung

durch Ausbreitung von Cumuluswolken an Inversionen

durch Cumulus- oder Cumulonimbusreste in feuchten Luftschichten bei nachlassender Thermik.

Altostratus

1) Definition

Graue oder bläuliche Wolkenfelder oder -schichten von streifigem, faserigem oder einförmigen Aussehen, die den Himmel ganz oder teilweise bedecken und stellenweise gerade so dünn sind, daß die Sonne wenigstens schwach wie durch Mattglas zu erkennen ist. Bei Altostratus treten keine Haloerscheinungen auf.

2) Arten

Keine

3) Unterarten

Altostratus translucidus: Dünner Altostratus, durch den die Sonne wenigstens noch andeutungsweise wie durch Mattglas zu erkennen ist.

Altostratus opacus: dichter Altostratus, der die Sonne völlig verdeckt.

Altostratus duplicatus: zwei oder mehrere, dicht übereinander liegende Altostratusschichten, die teilweise zusammenwachsen können.

Altostratus undulatus: Altostratus mit Wogenbildungen.

Altostratus radiatus: Altostratus mit paralleler Streifung, die scheinbar am Horizont zusammenläuft.

4) Sonderformen und Begleitwolken

Altostratus virga: Altostratus mit Fallstreifen an der Untergrenze.

Altostratus praecipitatio: Altostratus mit Niederschlag, der den Erdboden erreicht.

Altostratus pannus: Altostratus mit zerrissenen Wolkenfetzen, die in tiefer liegenden turbulenten Schichten durch Feuchteanreicherung infolge Verdunstung von Niederschlag entstehen.

Altostratus mamma: Altostratus mit warzenartigem Aussehen an der Unterseite.

5) Art der Wolkenbestandteile

Altostratus besteht aus Wassertröpfchen und Eiskristallen. Er enthält außerdem Schneeflocken und Regentropfen.

6) Niederschlagsformen

Aus Altostratus fällt meist Dauerniederschlag in Form von Regen oder Schnee, Eiskörnern oder Frostgraupeln.

7) Optische Erscheinungen

Nur bei dünnem Altostratus Koronabildung.

8) Unterschiede zu ähnlichen Wolken anderer Gattungen

- a) Altostratus - Cirrus spissatus (siehe Cirrus)
- b) Altostratus translucidus - Cirrostratus (siehe Cirrostratus)
- c) Altostratus - Altocumulus stratiformis (siehe Altocumulus)
- d) Altostratus opacus - Nimbostratus

Altostratus hat eine höhere Untergrenze und ist dünner, heller und an seiner Unterseite weniger gleichförmig als Nimbostratus. Wenn weder Regen noch Schnee fällt, wird die Wolkenschicht im Zweifelsfalle als Altostratus bezeichnet.

e) Altostratus - Stratus

Altostratus besitzt Mattglaswirkung und ist niemals weiß, wie es bei dünnem Stratus gegen die Sonne sein kann. Stratus besitzt andere Niederschlagsformen (Sprühregen, Griesel, Eisnadeln).

9) Entstehung

Altostratus entsteht

- a) durch Aufgleiten ausgedehnter Luftschichten bis in genügend große Höhen
- b) aus anderen Wolken
 - aus Cirrostratus, der an Mächtigkeit zunimmt,
 - aus Nimbostratus, der an Mächtigkeit abnimmt,
 - aus Altocumulus, wenn zahlreiche Eiskristallschleppen ausfallen und ihm ein einförmiges Aussehen verleihen.
 - aus Cumulonimbus durch Ausbreitung der mittleren oder oberen vereisten Teile an Inversionen.

Nimbostratus

1) Definition

Graue, häufig dunkle Wolkenschicht, die bei mehr oder weniger anhaltendem, meist den Erdboden erreichendem Regen- oder Schneefall diffus erscheint. Die Schicht ist so dicht, daß die Sonne unsichtbar wird. Unterhalb dieser Schicht treten häufig niedrige zerfetzte Wolken auf, die mit ihr zusammenwachsen können.

2) Arten

Keine.

3) Unterarten

Keine.

4) Sonderformen und Begleitwolken

Nimbostratus praecipitatio: Nimbostratus mit Niederschlag, der den Erdboden erreicht.

Nimbostratus virga: Nimbostratus mit Fallstreifen an der Untergrenze.

Nimbostratus pannus: Nimbostratus mit zerrissenen Wolkenfetzen, die in tiefer liegenden, labilisierten oder turbulenten Schichten durch Feuchteanreicherung infolge Verdunstung von Niederschlag entstehen und mit dem Nimbostratus zusammenwachsen können.

5) Art der Wolkenbestandteile

Nimbostratus besteht aus (teils unterkühlten) Wassertröpfchen und Regentropfen, aus Schneekristallen und Schneeflocken.

6) Niederschlagsform

Aus Nimbostratus fällt meist Dauerniederschlag in Form von Regen, Schnee, Eiskörnern oder Frostgraupeln.

7) Optische Erscheinungen

Keine.

8) Unterschiede zu ähnlichen Wolken anderer Gattungen

a) Nimbostratus - Altostratus opacus (siehe Altostratus)

Wenn Regen oder Schnee fällt, wird die Wolke im Zweifelsfalle als Nimbostratus bezeichnet.

b) Nimbostratus - Altocumulus opacus
Nimbostratus - Stratocumulus opacus

Nimbostratus besitzt im Gegensatz zu Altocumulus opacus und Stratocumulus opacus keine klar abgegrenzten Wolkenteile oder keine deutlich ausgeprägte Untergrenze.

c) Nimbostratus - Stratus opacus

Aus Nimbostratus fallen Niederschläge in Form von Regen, Schnee, Eiskörnern oder Frostgraupeln; aus Stratus opacus nur in Form von Sprühregen, Eisprismen oder Schneegriesel.

d) Nimbostratus - Cumulonimbus

Wenn eine Wolke von Blitz, Donner oder Hagel begleitet ist, dann ist sie ein Cumulonimbus, auch wenn sie wie ein Nimbostratus aussieht.

9) Entstehung

Nimbostratus entsteht

- a) durch Aufgleiten ausgedehnter Luftschichten bis in genügend große Höhen
- b) aus anderen Wolken
 - aus Altostratus, der an Mächtigkeit zunimmt,
 - aus Cumulonimbus durch horizontales Ausbreiten des Cumulonimbus.

Stratocumulus

1) Definition

Graue und/oder weißliche Flecken, Felder oder Schichten von Wolken, die fast stets dunkle Stellen aufweisen, aus mosaikartigen Schollen sowie aus Ballen, Walzen usw. bestehen, die (ausgenommen bei Virga-Bildung) nicht faseriger Struktur sind und zusammengewachsen sein können. Die meisten der regelmäßig angeordneten kleineren Wolkenteile haben eine Breite von mehr als 5 Grad.

2) Arten

Stratocumulus stratiformis: Stratocumulus in ausgedehnten horizontalen Feldern oder Schichten.

Stratocumulus lenticularis: *Stratocumulus* in Form langgestreckter, linsen- oder mandelförmiger Bänke mit deutlich abgegrenzten Umrissen.

Stratocumulus castellanus: *Stratocumulus* in Form von Türmchen, die aus einer gemeinsamen Basis herauswachsen.

3) Unterarten

Stratocumulus translucidus: Dünner, lichtdurchlässiger *Stratocumulus* mit erkennbarer Stellung von Sonne oder Mond.

Stratocumulus perlucidus: Durch kleine, unregelmäßige Lücken durchsichtiger *Stratocumulus*.

Stratocumulus opacus: Dichter *Stratocumulus*, der Sonne oder Mond völlig verdeckt.

Stratocumulus duplicatus: *Stratocumulus* in zwei oder mehreren Schichten.

Stratocumulus undulatus: *Stratocumulus* in wogenförmiger Anordnung, manchmal in parallelen Walzen, die durch wolkenfreie Streifen voneinander getrennt sein können.

Stratocumulus radiatus: *Stratocumulus* in paralleler Streifung oder parallelen Bändern, die scheinbar am Horizont zusammenlaufen.

Stratocumulus lacunosus (selten): *Stratocumulus* mit mehr oder weniger regelmäßig verteilten, runden, oft ausgefransten Löchern, wodurch das Aussehen eines Netzes oder einer Wabe entsteht.

4) Sonderformen und Begleitwolken

Stratocumulus mamma: *Stratocumulus* mit hängenden, beutelförmigen Quellformen an der Unterseite.

Stratocumulus virga: *Stratocumulus* mit Fallstreifen (aus Eiskristallen bei kaltem Wetter).

Stratocumulus praecipitatio (selten): *Stratocumulus* mit Niederschlag.

5) Art der Wolkenbestandteile

Stratocumulus besteht aus Wassertröpfchen; manchmal enthält er auch Regentropfen oder Reifgraupeln und seltener Schneekristalle und Schneeflocken.

6) Niederschlagsformen

Bei *Stratocumulus* tritt manchmal schwacher Niederschlag in Form von Regen, Schnee oder Reifgraupeln auf.

7) Optische Erscheinungen

Bei dünnen *Stratocumulus*wolken kann Korona-Bildung (Hof oder Kranz um Sonne oder Mond) und Irisieren beobachtet werden.

8) Unterschiede zu ähnlichen Wolken anderer Gattungen

Stratocumulus — *Alto cumulus*
(siehe *Alto cumulus*)

Stratocumulus — *Stratus*, *Nimbostratus*, *Altostratus*
Stratocumulus unterscheidet sich von *Stratus* und auch *Nimbostratus* und *Altostratus* dadurch, daß isolierte oder miteinander verwachsene, durch wesentliche Helligkeitsunterschiede gekennzeichnete Wolkenteile auftreten. Der Niederschlag des *Stratocumulus* ist im Gegensatz zum *Nimbostratus*- und *Altostratus*niederschlag stets von geringer Intensität.

Stratocumulus — *Cumulus*

Die einzelnen Teile des *Stratocumulus* treten gewöhnlich in Gruppen oder Bänken mit im allgemeinen abgeflachter Oberseite auf. Wenn Kuppeln beobachtet werden, dann wachsen diese im Gegen-

satz zu denen bei *Cumulus* aus einer zusammenhängenden Basis heraus.

9) Entstehung

Stratocumulus entsteht

a) durch Turbulenz

b) durch Konvektion in labilen, sehr feuchten oder gesättigten Luftschichten (*Stratus*schichten), die oben durch starke Stabilität (*Inversion*) begrenzt sind

c) durch Wellenvorgänge in sehr feuchten Luftschichten oder *Stratus*schichten, meist an *Inversionen*

d) aus anderen Wolken

aus *Nimbostratus* nach Beendigung des Niederschlages

aus *Cumulus* durch Ausbreitung des oberen oder mittleren Teiles an sehr feuchten *Inversionen* oder durch Abflachen der *Cumulus*wolken nach Beendigung der *Thermik*

aus *Stratus* durch *Labilisierung* der *Stratus*schicht oder durch *Wellenbildung*.

Stratus

1) Definition

Eine durchgehend graue Wolkenschicht mit ziemlich einförmiger Untergrenze, aus der Sprühregen, Eisprismen oder Schneegriesel fallen können. Ist die Sonne durch die Wolke hindurch sichtbar, so sind ihre Umrisse klar zu erkennen. Haloerscheinungen können bei *Stratus* nur bei sehr tiefen Temperaturen auftreten.

Manchmal kommt *Stratus* in Form zeretzter Schwaden vor.

2) Arten

Stratus nebulosus: Nebelartige, ziemlich einförmige, graue *Stratus*schicht.

Stratus fractus: Nicht geschlossene, sondern in mehrere Teilwolken verschiedener Größe und Helligkeit zerfallende *Stratus*schicht oder *Stratus*fetzen (oft *Schlechtwetterfetzen*), die ihre Gestalt rasch ändern.

3) Unterarten

Stratus opacus: Dichter *Stratus*, der Sonne und Mond völlig verdeckt.

Stratus translucidus: Dünner *Stratus*, der die Umrisse von Sonne und Mond deutlich durchscheinen läßt.

Stratus undulatus: *Stratus* mit wellenförmiger Unterseite.

4) Sonderformen und Begleitwolken

Stratus praecipitatio: *Stratus* mit Niederschlag in Form von Sprühregen, Eisprismen oder Schneegriesel.

5) Art der Wolkenbestandteile

Stratus besteht gewöhnlich aus kleinen Wassertröpfchen, bei tiefen Temperaturen auch aus kleinen Eisteilchen. Dicker oder dichter *Stratus* kann auch Sprühregentropfen, bei tiefen Temperaturen auch Eisprismen oder Schneegriesel enthalten.

6) Niederschlagsformen

Aus *Stratus* fällt Niederschlag in Form von Sprühregen, Eisprismen oder Schneegriesel.

7) Optische Erscheinungen

Sehr dünner *Stratus* kann zu *Korona*-Bildung um

Sonne und Mond führen. Stratus, der bei sehr tiefen Temperaturen aus Eiskristallen besteht, kann Halo-Bildung hervorrufen.

- 8) Unterschiede zu ähnlichen Wolken anderer Gattungen
 - a) Stratus — Altostratus (siehe Altostratus)
 - b) Stratus opacus — Nimbostratus
Stratus hat normalerweise eine deutlicher ausgeprägte und einförmigere Untergrenze als Nimbostratus und andere Niederschlagsformen. Eine Stratusschicht kommt normalerweise nur bei Windstille oder schwachen Winden vor. Nimbostratus hingegen bei mäßigen bis starken Winden. Der Stratusbildung gehen meist keine anderen Wolken voraus, während Nimbostratus im allgemeinen anderen Aufzugswolken des mittelhohen Stockwerkes folgt.
 - c) Stratus — Stratocumulus (siehe Stratocumulus)
 - d) Stratus fractus — Cumulus fractus
Stratusfetzen sind weniger weiß, weniger dicht und weniger mächtig als Cumulusfetzen.
- 9) Entstehung
Stratus entsteht
 - a) durch Abkühlung der unteren Luftschichten unter den Taupunkt, insbesondere durch Strahlungsabkühlung an tief liegenden Inversionen (Hochnebel)
 - b) durch Turbulenz der bodennahen Luftschichten, wenn sie durch Niederschlag mit Feuchtigkeit angereichert sind (Pannus-Fetzen)
 - c) aus anderen Wolken:
aus Nebel, der durch Erwärmung vom Erdboden her oder durch Turbulenz am Boden aufgelöst wird
aus Stratocumulus, wenn seine Untergrenze absinkt und er sein reliefartiges Gepräge oder seine sichtbare Gliederung verliert.

Cumulus

- 1) Definition
Isolierte, durchweg dichte und scharf abgegrenzte Wolken, die sich in der Vertikalen in Form von Hügeln, Kuppeln oder Türmen entwickeln, deren aufquellende obere Teile oft wie ein Blumenkohl aussehen. Die von der Sonne beschienenen Wolkenteile sind meist leuchtend weiß. Ihre Untergrenze ist verhältnismäßig dunkel und verläuft fast horizontal.
Manchmal sind Cumuluswolken zerfetzt.
- 2) Arten
Cumulus humilis: Niedriger, abgeflachter Cumulus (Schönwettercumulus).
Cumulus mediocris: Cumulus von mäßiger vertikaler Entwicklung mit kleinen Aufquellungen und emporschießenden Teilen.
Cumulus congestus: Cumulus von großer vertikaler Ausdehnung mit quelförmigem Oberteil, das oft wie ein Blumenkohl aussieht.
Cumulus fractus: Cumulus mit stark zerfetzten Rändern, deren Umrisse sich ständig und häufig sehr rasch verändern.
- 3) Unterarten
Cumulus radiatus: Cumulus-Wolken in Reihen, die

fast parallel zur Windrichtung angeordnet sind und so Wolkenstraßen bilden.

- 4) Sonderformen und Begleitwolken
Cumulus pileus: Cumulus mit flacher Kappe oder Haube von geringer horizontaler Erstreckung über dem Gipfel oder am Oberteil.
Cumulus velum: Cumulus mit einem Wolkenschleier von großer horizontaler Erstreckung unmittelbar oberhalb oder am Oberteil, den er manchmal durchstößt.
Cumulus virga: Cumulus mit herabhängenden Schleppen.
Cumulus praecipitatio: Cumulus mit Niederschlag in Form von Regenschauern.
Cumulus arcus (selten): Cumulus mit Böenkragen oder Böenwalze.
Cumulus pannus (selten): Cumulus mit zerrissenen Schlechtwetterfetzen unterhalb der Untergrenze.
Cumulus tuba (sehr selten): Cumulus mit Wolken-schlauch oder Trombe.
 - 5) Art der Wolkenelemente
Cumulus besteht im allgemeinen nur aus Wassertropfenchen.
 - 6) Niederschlagsformen
Aus kontinentalen Cumuluswolken fällt normalerweise kein Niederschlag. Mächtige maritime Cumuli können in tropischen Breiten starke Regenschauer, in unseren Breiten meist nur schwache Regenschauer liefern.
 - 7) Optische Erscheinungen
Keine.
 - 8) Unterschiede zu ähnlichen Wolken anderer Gattungen
 - a) Cumulus — Stratocumulus (siehe Stratocumulus)
 - b) Cumulus — Cumulonimbus
Sind die oberen Teile der Wolke überall noch scharf abgegrenzt und ist keine streifige oder faserige Struktur erkennbar, dann ist sie ein Cumulus. Treten Blitz, Donner oder Hagel auf, dann muß sie ein Cumulonimbus sein. In unseren Breiten muß man im Zweifelsfalle bei allen Schauer-niederschlägen auf Cumulonimbus schließen.
 - c) Cumulus fractus — Stratus fractus (siehe Stratus fractus)
 - 9) Entstehung
Cumuluswolken entstehen:
 - a) durch Konvektion in vertikal mächtigen, labilen Luftschichten
 - b) durch Turbulenz in feucht-labilen Bodenluftschichten, die durch verdunstenden Niederschlag stark mit Wasserdampf angereichert sind (Cumulus fractus, als Begleitwolke pannus).
- ## Cumulonimbus
- 1) Definition
Eine massige und dichte Wolke von beträchtlicher vertikaler Ausdehnung in Form eines hohen Berges oder mächtigen Turmes. Zumindest teilweise weist der obere Wolkenabschnitt glatte Formen auf oder ist faserig oder streifig und fast stets abgeflacht. Dieser Teil breitet sich vielfach amboßförmig oder wie ein großer Federbusch aus.
Unterhalb der häufig sehr dunklen Wolkenuntergrenze befinden sich oft niedrige, zerfetzte Wolken,

die mit der Hauptwolke zusammengewachsen sein können. Der Niederschlag fällt manchmal in Virga-Form.

2) Arten

Cumulonimbus calvus: Kahler Cumulonimbus mit noch überwiegend glatten Formen und rundlichen Aufquellungen am Gipfel, die aber die scharfen Cumulusumrisse bereits verlieren.

Cumulonimbus capillatus: „Behaarter“ Cumulonimbus, dessen oberer Abschnitt aus einer ausgefransten faserigen oder streifigen Wolkenmasse besteht und oft wie ein Amboß geformt ist.

3) Unterarten

Keine.

4) Sonderformen und Begleitwolken

Cumulonimbus praecipitatio: Cumulonimbus mit Niederschlägen, die den Erdboden in Form von Regen-, Schnee-, Reifgraupel-, Frostgraupel- und Hagelschauer erreichen.

Cumulonimbus virga: Cumulonimbus mit Niederschlagsfallstreifen, die den Erdboden nicht erreichen.

Cumulonimbus pannus: Cumulonimbus mit Schlechtwetterfetzen unterhalb der Wolkenuntergrenze, die zum Teil mit ihr zusammengewachsen sein können.

Cumulonimbus incus: Cumulonimbus mit amboßförmigem Oberteil.

Cumulonimbus mamma: Cumulonimbus mit hängenden Quellformen an der Unterseite.

Cumulonimbus pileus: Cumulonimbus mit flacher Kappe oder Haube von geringer horizontaler Erstreckung über dem Gipfel oder am Oberteil.

Cumulonimbus velum: Cumulonimbus mit einem Wolkenschleier von großer horizontaler Erstreckung unmittelbar oberhalb oder am Oberteil, den er manchmal durchstößt.

Cumulonimbus arcus: Cumulonimbus mit Böenkragen oder Böenwalze, die wie ein dunkler Bogen aussieht.

Cumulonimbus tuba (selten): Cumulonimbus mit einem Wolkenschlauch, der aus der Basis herauswächst (Trombe).

5) Art der Wolkenelemente

Cumulonimbus besteht aus Wassertröpfchen und besonders im oberen Teil aus Eiskristallen. Er enthält außerdem große Regentropfen und meist auch Schneeflocken, Reifgraupeln, Eiskörner, Frostgraupeln oder Hagelkörner.

6) Niederschlagsformen

Aus dem Cumulonimbus fallen Schauerniederschläge in Form von Regen, Schnee, Reifgraupeln, Frostgraupeln oder Hagel. Die Niederschläge können von Donner oder Blitz begleitet sein.

7) Optische Erscheinungen

Keine.

8) Unterschiede zu anderen Wolken ähnlicher Gattungen
Cumulonimbus — Nimbostratus
(siehe Nimbostratus)

Cumulonimbus — Cumulus
(siehe Cumulus)

9) Entstehung

Cumulonimbus entsteht durch Konvektion in vertikal sehr mächtigen, labilen Luftschichten, die über die —10- bis —20-Grad-Isotherme hinausreichen und oft erst durch die Tropopause begrenzt werden. Er ent-

wickelt sich meist aus hochreichenden Cumuluswolken (Cumulus congestus), manchmal aber auch aus Altocumulus oder Stratocumulus, sowie aus Altostratus oder Nimbostratus, wenn diese Wolkenschichten durch Abkühlung an der Obergrenze oder durch anhaltende Hebung feuchtlabil werden.

9.3.6. Wolkenbildung durch besondere Vorgänge

9.3.6.1. Orographische Wolken

In einer Luftströmung, die Hügel, Gebirge oder Höhenrücken überquert, können orographische Wolken unterhalb, oberhalb oder auch im gleichen Niveau der Gipfel auftreten. Das Aussehen dieser orographisch bedingten Wolken kann merklich von dem üblichen Bild einer der zehn Wolkengattungen abweichen. Orographische Wolken werden aber dennoch stets in die eine oder andere dieser Wolkengattungen eingruppiert. Die häufigsten orographischen Wolken gehören zu den Gattungen Altocumulus, Stratocumulus, Stratus, Cumulus und teilweise auch Nimbostratus.

Der physikalische Aufbau einer orographisch bedingten Wolke ist in seiner Gesamtheit dem Aufbau derjenigen Wolken ähnlich, zu deren Gattung sie gezählt wird. Da eine orographische Wolke an das Relief der Erdoberfläche gebunden ist, verlagert sie sich — wenn überhaupt — im allgemeinen nur sehr langsam, obwohl der Wind in Höhe der Wolke stark sein kann. In einigen Fällen ist die Windgeschwindigkeit an gewissen Besonderheiten der Wolke zu erkennen, z. B. an losgelösten Wolkenteilen, die von einer Seite der Wolke zur anderen wandern. Der anhaltende Wechsel in der Struktur der Wolke tritt oft sehr deutlich in Erscheinung.

Orographische Wolken können viele unterschiedliche Formen annehmen.

Stauwolken

An einzelstehenden Bergen legen sich durch Stauwirkung der Luftströmung orographische Wolken häufig wie ein Kragen um den Berg herum und bedecken seinen Gipfel wie eine Kappe. Kragen und Kappe sind beide ziemlich symmetrisch. Aus diesen Wolken fällt wenig oder kein Niederschlag.

Langgestreckte Hügel oder Gebirge können die Bildung von ausgedehnten Niederschlagswolken auf ihrer Luvseite hervorrufen. Diese Wolken umhüllen den Gebirgskamm und lösen sich dicht dahinter wieder auf. Werden diese Wolken von einem auf der Leeseite gelegenen Standort aus beobachtet, so sehen sie häufig wie ein Wall aus (Föhn-Bank oder Föhn-Mauer).

Bei starkem Wind können sich in Gipfelnähe orographische Wolken bilden, die sich vom Berg aus leewärts erstrecken („Rauchender Berg“). Diese Wolken dürfen nicht mit Schnee verwechselt werden, der vom Gebirgskamm oder -gipfel weggefegt wird.

Leewellenwolken (Lenticulariswolken)

Wird eine einheitliche Luftströmung gegen ein Gebirgshindernis geführt, so erfährt die Strömung eine Störung durch erzwungene Hebung. Die Störung erzeugt wellenartige Bewegungen der Strömung, die durch fortwährende, vom Hindernis ausgehende Impulse so aufgeschaukelt werden können, daß die gesamte Luftmasse bis weit über die Hindernishöhe hinaus zu Wellenschwingungen angeregt wird. Diese Schwingungen erzeugen im Lee des Hindernisses in ziemlich gleichmäßigen Abständen (zwischen etwa 5 und 50 km) Aufwindgebiete mit Vertikalgeschwindigkeiten bis zu 10 und 15 m/sec, in extremen Fällen sogar bis 40 m/sec. Die Wellenlängen (Abstand von Berg zu Berg bzw. Tal zu Tal) wachsen mit der horizontalen Strömungsgeschwindigkeit und mit zunehmendem vertikalem Temperaturgradienten, ihre Länge beträgt bei einer horizontalen

Strömungsgeschwindigkeit von 10 bis 20 m/sec etwa 5 bis 10 km. Die Amplitude der Welle, das heißt der halbe vertikale Abstand zwischen Wellenberg und -tal, ändert sich mit der Höhe. In Bodennähe und in großen Höhen ist sie sehr gering, in den mittleren Höhen der Troposphäre erreicht sie allgemein ihr Maximum. Deshalb werden Leewellen am häufigsten zwischen 2000 m und 7000 m Höhe beobachtet. Die Vertikalbewegungen in Leewellen wachsen mit der Windgeschwindigkeit, mit der Amplitude und mit der Kürze der Wellenlänge. Leewellen können nur bei stabiler Schichtung auftreten, da sie bei feuchtlabilem Temperaturgradienten sofort durch Konvektion zerstört werden.

Die erste Welle im Lee des Hindernisses ist meist am besten entwickelt. Das Gebiet stärksten Aufwindes verschiebt sich mit zunehmender Höhe gegen die Strömung auf den Hinderniskamm zu und kann unter Umständen auch luvwärts über den Kamm übergreifen. In der Vertikalen können durch diese Verschiebung Auf- und Abwindgebiete mehr oder weniger geschichtet übereinander liegen.

Durch die wogenförmige Anordnung der Stromlinien kommt es unter dem Wellental zu einer Drängung und unter dem Wellenberg zu einer Ausweitung. Das bedeutet nach der Bernoulli'schen Gleichung über dem Wellental Druckerniedrigung und über dem Wellenberg Druckerhöhung. Diese Druckanordnung kann dazu führen, daß sich das allgemeine Druckgefälle umkehrt und am Boden eine gegen die Hauptströmung gerichtete Bodenströmung auslöst und so einen ortsfesten Luftwirbel mit horizontaler Achse, auch Rotor genannt, erzeugt. In diesen Rotoren herrscht sehr starke Turbulenz und Böigkeit, so daß sie für die Luftfahrt gefährlich werden können. Diese Rotoren werden oft durch die Bildung von Cumuluswalzen, den sogenannten Rotorwalzen, sichtbar (Abb. 55).

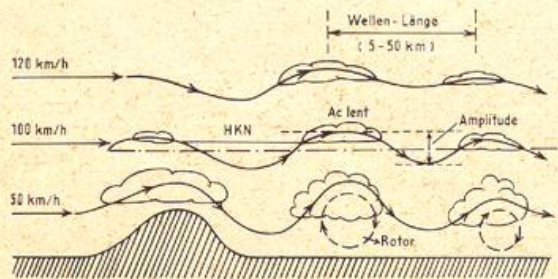


Abb. 55
Bildung von Leewellenwolken

Die Aufwindgebiete der Leewellen werden bei ausreichender Luftfeuchtigkeit durch langgezogene, parallel zur Gebirgskette ausgerichtete, oft linsen- oder mandelförmige Wolkenbänke (Lenticulariswolken) angezeigt. Diese ändern fortwährend ihre Gestalt. Sie stehen zwar ortsfest, bestehen aber aus laufend im aufsteigenden Wellenteil sich bildenden Wolkentröpfchen, die mit der Luftströmung die stehende Welle durchlaufen und im absteigenden Teil zum Wellental hin durch adiabatische Erwärmung wieder verdunsten. Die vorderseitigen Wolkenränder sind darum meist scharf begrenzt, die rückseitigen ausgefranst und dünn. Die größte Wolkendicke wird im Wellenberg erreicht. Die dünnen Wolkenränder zeigen oft ein leuchtendes, perlmutterartiges Irisieren.

Da die stationären Leewellen unter günstigen Bedingungen bis in die Stratosphäre hochreichen können und entsprechende Aufwindfelder besitzen, sind sie für den Leistungssegelflug bestens geeignet. In Föhnwellen sind Höhen bis 13 600 m ersegelt worden. Wahrscheinlich sind auch die Perlmutterwolken (s. Abschnitt 9.3.6.2.) Kondensationserscheinungen in Leewellen, die weit in die Stratosphäre hineinreichen.

Die theoretischen Untersuchungen und die Messungen und Beobachtungen in der Atmosphäre haben gezeigt, daß Leewellen nur dann auftreten, wenn der Wind in Höhe des Gebirgskammes eine zum Gebirgszug senkrechte Komponente von mindestens 40 km/h erreicht und mit der Höhe bis zur Tropopause stark zunimmt, Bedingungen, wie sie bei Strahlstromlagen angetroffen werden.

9.3.6.2. Wolken in der Strato- und Mesosphäre

Perlmutterwolken

Perlmutterwolken haben Ähnlichkeit mit Cirrus- oder mandelförmigem Altocumulus. Sie zeigen perlmutterfarbiges, sehr deutliches Irisieren. Die prächtigsten Farben werden dann beobachtet, wenn die Sonne einige Grade unter dem Horizont steht.

Die physikalische Beschaffenheit einer Perlmutterwolke ist noch unbekannt. Es wird vermutet, daß diese Wolken aus sehr kleinen Wassertröpfchen oder kugelförmigen Eisteilchen bestehen.

Perlmutterwolken treten selten auf. Sie sind hauptsächlich bisher in Schottland und Skandinavien beobachtet worden, jedoch wurden sie auch schon aus Frankreich und Alaska gemeldet. Messungen haben ergeben, daß die über Südnorwegen beobachteten Perlmutterwolken in Höhen zwischen 21 und 30 Kilometer vorkamen.

Gleichzeitig auftretende Lenticulariswolken in der Troposphäre lassen vermuten, daß sie durch Leewellen in der Stratosphäre entstehen.

Leuchtende Nachtwolken

Leuchtende Nachtwolken werden selten und nur im Sommer in den nördlicheren Regionen der mittleren Breiten und den südlicheren Polarzonen beobachtet. Ihre Höhe ist zwischen 75 und 90 km vermessen worden. Bei einem Sonnenstand von 5—13 Grad unter dem Horizont heben sich in dieser Höhe von der Sonne angestrahlte Partikel gegen den dunklen Nachthimmel ab, so daß man sie als leuchtende Wolken vor Sonnenaufgang oder nach Sonnenuntergang beobachten kann. Sie haben Ähnlichkeit mit dünnem Cirrus und weisen gewöhnlich eine bläuliche, silbrige oder bisweilen auch orange bis rote Färbung auf.

Woraus die leuchtenden Nachtwolken bestehen, ist noch nicht ganz geklärt. Nachdem sie nur im Sommer bei sehr tiefen Mesopausentemperaturen von unter -100°C auftreten, die wiederum nur durch aufsteigende Luftbewegung erklärt werden können, scheint es sich um Eiskristalle zu handeln. Bei zu tiefen Temperaturen ist selbst bei minimalen Mengen aufsteigenden Wasserdampfes eine Sättigung möglich.

Frühere Überlegungen vermuteten Ansammlungen von feinem irdischen und kosmischen Staub als Ursache der leuchtenden Nachtwolken, weil sie in den Höhen der verglühenden Meteoriten auftreten und besonders häufig nach mächtigen Vulkanausbrüchen beobachtet wurden, die ihre Staubmassen bis in die hohe Atmosphäre schleuderten. Mit Raketen sonden hat man zwischen 80 und 160 km Höhe auf Folien 10—25 Millionen winzigster Meteoritenpartikel pro Quadratmeter eingefangen, die an der Sperrschicht der Mesopause in besonders starker örtlicher Konzentration die leuchtenden Nachtwolken verursachen könnten.

Vielleicht sind beide Vorgänge an der Entstehung der leuchtenden Nachtwolken beteiligt; denn dort, wo stärkere Partikelkonzentration gefördert wird, ist im allgemeinen auch eine stärkere Wasserdampfkonzentration möglich und sind gleichzeitig sehr gute Sublimationskerne zu erwarten.

9.3.6.3. Kondensationsstreifen (Kondensstreifen)

Kondensstreifen sind Wolken, die sich in der Bahn eines Flugzeuges bilden, wenn die Luft in Flughöhe genügend kalt und feucht ist. Kurz nach ihrer Entstehung sehen sie wie leuchtend weiße Streifen aus; bald zeigen sie jedoch nach unten gerichtete Quellformen, die wie umgekehrte Pilze aussehen. Häufig sind sie kurzlebig, können aber — besonders wenn Cirrus- oder Cirrostratus-Bewölkung vorhanden ist — auch für einige Stunden erhalten bleiben. Diese beständigeren Kondensstreifen breiten sich in zunehmendem Maße aus und bilden dann häufig breite, flockige oder faserige Wolken, die das Aussehen von Cirrus- oder Cirrocumulus- bzw. Cirrostratus-Flecken haben. Es ist manchmal nicht möglich, alte Kondensstreifen von den eben erwähnten Wolken zu unterscheiden. An Kondensstreifen können Halo-Erscheinungen mit ausgesprochen reinen Farben auftreten.

Der Hauptfaktor bei der Entstehung von Kondensstreifen ist die Abkühlung der bei der Kraftstoffverbrennung entstehenden Abgase, die einen hohen Wasserdampfgehalt aufweisen. Der Wasserdampf kondensiert zuerst zu Wolkenröpfchen, die dann sehr schnell zu Eiskristallen gefrieren. Bei Temperaturen über -40 bis -45°C sind normalerweise keine Kondensstreifen von Dauer zu erwarten. Ihre Höhe beträgt darum im Winter mindestens 8 km und im Sommer mindestens 10 km. Eine kurzlebige Art von Kondensstreifen entsteht bisweilen als Folge von Expansionsvorgängen in Wirbeln, die sich von den Enden der Luftschraube bzw. Tragflächen ablösen.

9.3.6.4. Brandwolken

Verbrennungsprodukte von großen Bränden (z. B. Waldbrände oder Brände von Kraftstofflagern) nehmen oft das Aussehen einer dichten, dunklen und rasch emporwachsenden Wolke an, die Ähnlichkeit mit einer gut ausgebildeten Konvektionswolke hat, sich von dieser jedoch durch die kurze Zeit der Entwicklung sowie durch ihre dunkle Farbe unterscheidet. Verbrennungsprodukte wie die von großen tropischen Buschbränden oder von Waldbränden können durch den Wind über große Entfernungen hinweg transportiert werden. Sie können dann wie dünne, schichtartige Schleier aussehen, die bisweilen der Sonne und dem Mond eine blaue Färbung verleihen (Phänomen der „blauen Sonne“).

9.3.6.5. Wolken bei Vulkanausbrüchen

Wolken, die bei Vulkanausbrüchen entstehen, sehen im allgemeinen wie kräftig entwickelte Cumulus-Wolken mit schnell auswachsenden starken Aufquellungen aus. Sie können sich in großer Höhe über weite Gebiete ausbreiten. Dabei nimmt der Himmel eine eigentümliche Färbung an, die mehrere Wochen bestehen bleiben kann.

Die durch Vulkanausbrüche verursachten Wolken bestehen in der Hauptsache aus Staub oder anderen festen Teilchen verschiedener Größe. Einige Teile dieser Wolken können jedoch fast vollständig aus Wassertröpfchen bestehen und Niederschlag verursachen.

9.3.7. Wolkenauflösungsprozesse

Ebenso wichtig wie die Frage der Wolkenbildung ist auch die der Wolkenauflösung. Wolkenelemente müssen wieder verdunsten, wenn der Wasserdampf in ihrer Umgebung untersättigt ist. Die dynamischen und thermodynamischen Vorgänge, die zu dieser Untersättigung in Wolkenluft führen, sind im wesentlichen denen der Wolkenbildung entgegengesetzt.

Zur Wolkenbildung kommt es durch

- a) Wasserdamp fzunahme durch Verdunstung
- b) Abkühlung unter den Taupunkt
- c) Mischung mit feuchter Luft.

Die entgegengesetzt wirkenden Vorgänge, die zur Wolkenauflösung führen, sind

- a) Wasserdampf abnahme durch Sublimation des Wasserdampfes und Ausregnen
- b) Erwärmung über den Taupunkt
- c) Mischung von Wolkenluft mit trockener Luft.

9.3.7.1. Wolkenauflösung durch Wasserdampf abnahme infolge Sublimation

Bei gleichzeitigem Vorhandensein von unterkühlten Wassertröpfchen und Eiskristallen herrscht ein sog. kolloid-labiler Zustand. Der Wasserdampf ist für die Eiskristalle übersättigt. Darum sublimiert er an den Eiskristallen, wobei diese zu Schneekristallen anwachsen und als Niederschlag aus der Wolke ausfallen. Durch die Sublimation des Wasserdampfes nimmt der Dampfdruck ab. Dadurch entsteht für die unterkühlten Tröpfchen eine Untersättigung. Sie müssen verdunsten. Die Wolke wird so durch das Verdunsten der Tröpfchen und das Ausfallen der Eiskristalle allmählich dünner und kann sich ganz auflösen, wenn die wolkenbildenden Prozesse nachlassen. So schrumpft zum Beispiel der Cumulonimbus nach dem Überschreiten des Reifestadiums über das Regenstadium im Endstadium allmählich zusammen.

Aus demselben Grunde ist Nebel über Schneeflächen bei Temperaturen unter -10°C selten. Bevor durch die Abkühlung der bodennahen Luft die Sättigung über Wasser, der Taupunkt, erreicht wird, kommt es zur Sättigung in bezug auf Eis (Reifpunkt). Die Schneedecke nimmt den in bezug auf Eis übersättigten Wasserdampf durch Sublimation auf, so daß wenigstens in Bodennähe eine Sättigung in bezug auf Wasser und damit Nebelbildung verhindert wird.

Wenn bereits Nebel vorhanden ist, kann eine Schneedecke oder auch starker Reif oder Rauhreif durch Sublimation des Wasserdampfes zur Nebelauflösung in Bodennähe führen, der dann in einen Hochnebel (Stratus) übergeht.

9.3.7.2. Wolkenauflösung durch Erwärmung über den Taupunkt

Die Wolkenauflösung durch Erwärmung ist die Umkehr zur Wolkenbildung durch Abkühlung. Der Abkühlung durch Wärmeleitung an die kältere Umgebung und Ausstrahlung entspricht die Erwärmung durch Wärmeleitung von einer wärmeren Umgebung und Einstrahlung.

Der adiabatischen Abkühlung durch Hebung entspricht die Wolkenauflösung durch adiabatische Erwärmung bei Absinkprozessen.

9.3.7.2.1. Nebel- und Wolkenauflösung durch Wärmezufuhr und Strahlung

Durch die Strahlungsabkühlung der Erdoberfläche bildet sich in den bodennahen Luftschicht Strahlungsnebel oder Stratus. Die Erwärmung der Erdoberfläche durch die Sonneneinstrahlung führt zur Erwärmung der bodennahen Luftschicht und damit zur Auflösung des Nebels oder Hochnebels.

Advektionsnebel entsteht durch Advektion von Warmluft über einen kalten Untergrund. Wenn Nebelfelder

über einen warmen Untergrund streichen, kommt es zur Nebelauflösung. So löst sich z. B. im Sommer Seenebel auf, wenn er mit dem Seewind auf das warme Festland übertritt, und im Winter Festlandnebel, wenn dieser durch den Wind auf die wärmere See getragen wird. Dasselbe gilt häufig für Stratusbewölkung.

Da Wolken Sonnenstrahlen absorbieren, werden sie an den Obergrenzen erwärmt. Dünne Wolken können durch diese Strahlungserwärmung aufgelöst werden. Die Auflösung dünner Felder von Cirrocumulus stratiformis, Altocumulus stratiformis translucidus perlucidus und Stratocumulus stratiformis translucidus perlucidus in den Vormittagsstunden ist auf diese Strahlungserwärmung zurückzuführen, zumal durch die Erwärmung an der Obergrenze der Wolkenschicht das labile Temperaturgefälle verlorengeht und dadurch die Konvektion, der die Wolken ihre Entstehung verdanken, nachläßt.

9.3.7.2.2. Wolkenauflösung durch adiabatische Erwärmung

Absinkende Luft gelangt von tieferem Druck unter höheren Druck, sie wird dabei komprimiert und erwärmt sich adiabatisch um 1° C pro 100 m Absinkweg.

Den Hebungsprozessen in der Atmosphäre müssen aus Kontinuitätsgründen an anderen Stellen der näheren und weiteren Umgebung Absinkbewegungen gegenüberstehen. Dies ist im einzelnen der Fall bei

a) Turbulenz

Erwärmung im unteren Teil der Turbulenzschicht durch absinkende Turbulenzquanten. Nebelauflösung in Bodennähe.

b) Konvektion

Erwärmung im absteigenden Teil der Konvektionsströmung. Wolkenlücken.

c) Erzwungener Bewegung (Stau und Föhn)

Erwärmung auf der Leeseite durch absteigende Luftbewegung. (Föhniges Aufheatern).

d) Wellenbewegungen

Erwärmung im Wellental und damit Entstehung von Wolkenlücken.

Die Absinkvorgänge hinter Fronten und in Boden-divergenzgebieten, die gleichfalls zur Wolkenauflösung führen, werden später im Zusammenhang mit den Tief- und Hochdruckgebieten behandelt.

9.3.7.3. Wolkenauflösung durch Mischung

Die Wolkenbildung durch Mischung sehr warmer und feuchten Luftmassen mit kalten Luftmassen ist selten, weil dabei nur in extrem günstigen Fällen eine Übersättigung zustande kommt.

Wenn sich aber gesättigte Wolkenluft mit nicht gesättigter Luft mischt, dann ist der Wasserdampf in dieser Mischung ungesättigt, und die Wolkentröpfchen müssen sich durch Verdunstung auflösen. An den Wolkenrändern findet immer eine derartige Mischung statt. Darum sind Zahl und Größe der Wolkentröpfchen sowie der Wassergehalt von Wolken an den Rändern am geringsten.

Solange die Wolkenbildungsprozesse anhalten, wird dieser Verlust an Wolkensubstanz durch Kondensation ersetzt. Sobald aber der Kondensationsprozeß zum Erliegen kommt, löst sich die Wolke allmählich auf, und zwar um so schneller, je größer die Oberfläche der Wolke im Verhältnis zu ihrer Masse ist. Cumuluswolken schrumpfen so am Abend, wenn der Thermiknachschieb aussetzt, rasch zusammen. Mächtige und ausgedehnte Schichtwolken halten sich lange.

9.4. Die Niederschläge

Unter Niederschlag versteht man die Ausscheidung von Wasser im flüssigen oder festen Aggregatzustand aus der Atmosphäre. Dabei unterscheidet man zunächst zwischen fallendem, abgesetztem, abgelagertem und aufgewirbeltem Niederschlag.

Fallender Niederschlag	= Niederschlag aus Wolken
Abgesetzter Niederschlag	= Kondensation oder Sublimation von Wasserdampf an Gegenständen und am Erdboden
Abgelagerter Niederschlag	= Ablagerung am Erdboden
Aufgewirbelter Niederschlag	= vom Boden hochgewirbelter Niederschlag

9.4.1. Fallende Niederschläge

9.4.1.1. Die Arten fallender Niederschläge

Wolkenelemente werden zu Niederschlagselementen, wenn sie so groß werden, daß ihr Gewicht größer wird als die Kraft des Auftriebs und gegebenenfalls der aufsteigenden Luftbewegung, so daß sie nicht mehr schwebend in der Wolke erhalten werden können. Sie müssen außerdem beim Verlassen der Wolke eine bestimmte Mindestgröße besitzen, um den Erdboden zu erreichen; denn unter den Wolken herrscht eine relative Feuchte unterhalb des Sättigungswertes, so daß die ausfallenden Teilchen wieder durch Verdunstung zusammenschrumpfen. Auf Grund der physikalischen Struktur der ausfallenden Teilchen unterscheidet man flüssige und feste Niederschläge.

1) Flüssige Niederschläge

a) Regen (Landregen) (☉) entsteht hauptsächlich in den Grenzgebieten zwischen warmen und kalten Luftmassen, seine Andauer beträgt meist einige Stunden, in selteneren Fällen sogar mehr als einen Tag. Er besteht aus vielen Tropfen, die einen Durchmesser von mindestens 0,5 mm haben und mit mehr als 3 m/sec zur Erde fallen.

b) Nieseln (☉), auch Sprühregen genannt, ist ein gleichförmiger Niederschlag aus zahlreichen winzigen Wassertröpfchen mit einem Durchmesser von weniger als 0,5 mm, die fast zu schweben scheinen. Nieseln fällt meist aus einer niedrigen Stratuswolke, die als Nebel dem Boden aufliegen kann.

c) Regenschauer (☉) fallen aus Wolken der labilen Schichtung (Cumulus congestus, Cumulonimbus), bestehen aus großen Regentropfen und setzen meist schlagartig ein, um ebenso plötzlich aufzuhören.

2) Feste Niederschläge

a) Schnee (☉) besteht aus kleinen verzweigten hexagonalen Kristallen, sechsstrahligen Sternchen, oft mit einzelnen Eiskristallen vermischt. Die Kristalle verketteten sich meist zu größeren Schneeflocken, wenn die Lufttemperatur -10° C nicht unterschreitet. Schnee kann auch in Schauerform (☉) fallen.

b) Eiskörner (☉) sind durchsichtige bis halbdurchsichtige, kugelförmige oder unregelmäßige, harte Eiskörnchen von etwa 1 bis 4 mm Durchmesser. Sie springen beim Fall auf eine harte Unterlage hörbar auf. Eiskörner entstehen nur, wenn Regentropfen durch eine bodennahe Frostluftschicht fallen und dabei gefrieren (Abb. 56).

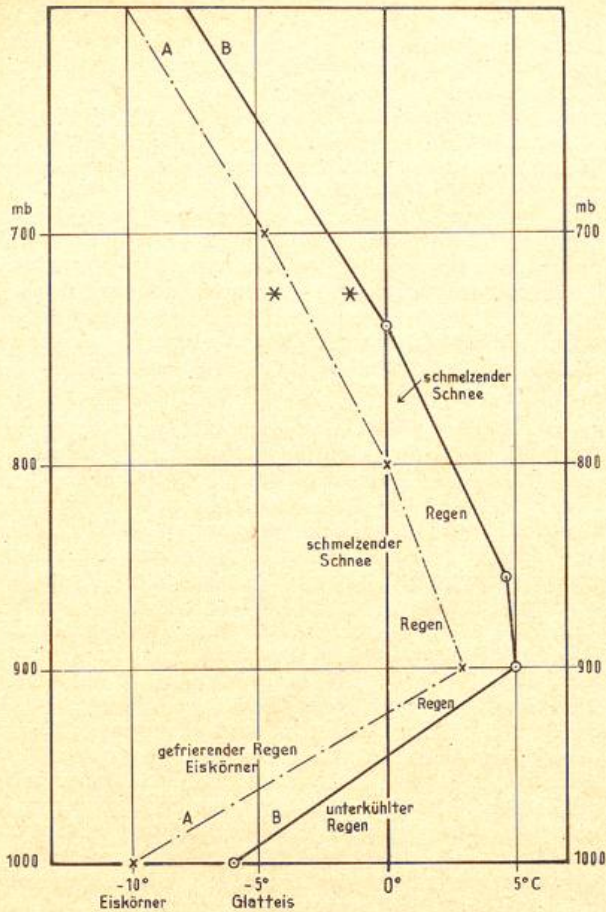


Abb. 56
Vertikale Temperaturverteilung bei der Bildung von Eiskörnern (A) und Glätteis (B)

- c) Eisnadeln (↔) nennt man sehr kleine unverzweigte Eiskristalle in Form von Plättchen oder Stäbchen. Ihr sehr geringes Gewicht läßt ein Schweben in der Luft zu. Sie werden besonders sichtbar, wenn sie im Sonnenlicht als sogenannter „Diamantstaub“ schweben. Die Eisnadeln entstehen nur bei sehr niedrigen Temperaturen. Im allgemeinen finden sich Eisnadeln deshalb nur in den höheren Schichten der freien Atmosphäre. Sie bilden dort die Eisschleierwolken (Cirrus, Cirrostratus). In sehr kalten kontinentalen Luftmassen polarer Herkunft vermögen sie sich auch in bodennahen Luftschichten zu bilden.
- d) Als Griesel (△) bezeichnet man weiße, undurchsichtige Körnchen von schneeähnlicher Struktur. Sie besitzen eine mehr oder weniger abgeplattete oder längliche Form und haben meistens weniger als 1 mm Durchmesser. Daher springen sie weder merkbar auf noch zerspringen sie beim Aufprall auf eine harte Unterlage. Grieselniederschlag fällt nur in sehr kleinen Mengen und nie als Schauer. Grieselkörner bestehen aus vergraupelten und zusammengeballten Eisnadeln bzw. Schneesternchen.
- e) Reifgraupeln (⊗) sind weiße, undurchsichtige runde oder selten kegelförmige Körner von schneeähnlicher Beschaffenheit. Beim Fall auf eine harte Unterlage springen sie auf und zerfallen dabei oft. Reifgraupel kommen hauptsächlich bei Temperaturen um 0° C vor. Sie treten meist vor oder gleichzeitig mit gewöhnlichem Schnee auf.

f) Frostgraupeln (△) sind halbdurchsichtige, runde oder selten kegelförmige Körner aus gefrorenem Wasser von etwa 2 bis 5 mm Durchmesser. Sie sehen glasiert aus, weil bei ihnen ein Kern von Reifgraupeln mit einer ganz dünnen Eisschicht überzogen ist. Die Frostgraupeln lassen sich nicht leicht zusammendrücken. Sie zerspringen nicht, wenn sie auf eine harte Unterlage fallen. Die Frostgraupeln sind naß, weil sie meistens bei Bodentemperaturen über 0° C und oft zusammen mit Regen fallen. Im allgemeinen stammen sie aus Cumulonimbus-Wolken.

g) Hagel (▲) besteht aus Eiskugeln oder Eisstücken, deren Durchmesser 5 bis 50 mm oder sogar noch mehr betragen kann. Hagelstücke sind entweder ganz durchsichtig oder abwechselnd aus klaren und undurchsichtigen, schneeähnlichen Schichten gebildet, wobei die klaren Schichten eine Dicke von mindestens Millimeterstärke aufweisen. Der Hagel fällt fast ausschließlich in Form von engbegrenzten Schauern und tritt meist bei starkem Gewitter auf.

9.4.1.2. Die Entstehung fallender Niederschläge

Die Erklärung der Niederschlagsbildung läuft auf die Beantwortung der Frage hinaus, wie kleine schwebende Wolkenelemente so stark anwachsen können, daß sie zu fallenden Teilchen werden, die den Erdboden erreichen. Folgende Prozesse sind denkbar:

- 1) Anhaltendes Wachstum durch Kondensation von übersättigtem Wasserdampf,
- 2) anhaltendes Wachstum durch Sublimation von übersättigtem Wasserdampf an festen Wolkenelementen,
- 3) Wachstum durch Vereinigung (Koagulation) von Wolkenelementen.

Wachstum durch Kondensation von übersättigtem Wasserdampf

Dieser Vorgang führt im allgemeinen nicht zur Niederschlagsbildung. Die Atmosphäre enthält fast immer zu viele Kondensationskerne, die alle einen Teil des übersättigten Wasserdampfes für sich in Anspruch nehmen. Die selbst unter günstigsten Bedingungen zur Verfügung stehende Menge übersättigten Wasserdampfes reicht aber nur aus, kleinste Tröpfchen zu bilden, die schwebend in der Luft bleiben (Wolken), aber nicht schwer genug sind, um zur Erde zu fallen.

Niederschlagsbildung durch Sublimationswachstum der Eiskristalle in Mischwolken

Dieser Vorgang ist für die Niederschlagsbildung in den gemäßigten Breiten bei weitem der wichtigste und somit auch häufigste. Mischwolken, die aus unterkühlten Wassertröpfchen und Eiskristallen bestehen, sind kolloid-labil, weil in ihnen der Wasserdampf in bezug auf die Tröpfchen gesättigt ist, in bezug auf Eis aber stark übersättigt ist. Der Wasserdampf sublimiert deshalb so lange an den Eiskristallen, bis die Eisübersättigung beseitigt ist. Das ist aber oft erst dann der Fall, wenn die Wassertröpfchen bis auf den Kondensationskern aufgezehrt sind.

Das Sublimationswachstum findet hauptsächlich an den Ecken der Eiskristalle in Form von dünnen, nach außen wachsenden Ästen statt, die sich bei den großen Übersättigungen in Mischwolken stark verzweigen und so Schneesternchen bilden, die dann infolge ihres zunehmenden Gewichtes zu fallenden Niederschlagsteilchen werden. Deshalb sind die wesentlichsten Produkte des Sublimationswachstums in Mischwolken je nach Übersättigungsgrad mehr oder weniger verzweigte Schneekristalle. Bei sehr tiefen Temperaturen mit nur

wenig unterkühlten Tröpfchen und nur geringen Eisübersättigungen entstehen außerdem dünne Eisnadeln, die langsam zur Erde sinken. Diese Schneekristalle und Eisprismen entstehen in allen Mischwolken, im Altostratus, im Nimbostratus und im Cumulonimbus, aber auch im Stratus und Stratocumulus, wenn ihre Temperatur unter -10°C liegt. Aus dem Altocumulus und dem Cirrocumulus fallend, bilden sie Fallstreifen (virga), die den Erdboden nicht erreichen. Wenn die Schneekristalle und Eisnadeln jedoch durch unterkühlte Wasserwolken fallen, können sie durch Anfrieren der unterkühlten Tröpfchen, durch Vergraupelung, weiterwachsen (s. u.).

Niederschlagsbildung durch Koagulation

In reinen Wasserwolken ist eine Niederschlagsbildung über die Eisphase nicht möglich. Es bleibt nur das Tröpfchenwachstum durch Koagulation übrig. Zur Entstehung eines Sprühregentröpfchens ist eine Vereinigung von einigen Tausend Wolkentröpfchen erforderlich, für einen Regentropfen von einigen Millionen. Voraussetzung dafür ist, daß die Wolke aus verschiedenen großen Tröpfchen besteht und daß die größeren Tröpfchen einen Mindestradius von etwa $18\ \mu\text{m}$ haben. Nur solche Wolken besitzen eine ausreichende kolloide Labilität zur Niederschlagsbildung. Die größeren Tropfen machen Turbulenzbewegungen träger mit als die kleineren, wodurch es zu Zusammenstoßen kommt, oder aber sie haben infolge ihres größeren Durchmessers (Gewicht) eine größere Sinkgeschwindigkeit gegenüber den viel kleineren schwebenden Tröpfchen oder eine geringere Aufwindgeschwindigkeit als die kleineren Tröpfchen in Wolken mit Aufwinden, was ebenfalls zu Zusammenstoßen und damit zur Vereinigung der größeren Tröpfchen mit den kleineren führt.

Neben der Voraussetzung der ausreichenden kolliden Labilität durch verschiedene Tropfengrößen ist zur Niederschlagsbildung noch eine ausreichende Koagulationszeit erforderlich, damit die Anzahl der zusammenstoßenden Tröpfchen groß genug wird, einen Niederschlagstropfen zu bilden, der nach dem Verlassen der Wolke auch bis zum Erdboden fällt, ohne vorher zu verdunsten. Das ist aber nur möglich, wenn die Fallstrecke des größeren Tropfens in Wolken ohne Aufwind etwa 1000 m beträgt, in Wolken mit Aufwind sogar noch mehr.

Die einzige niederschlagsbildende Wasserwolke ohne Aufwind ist der Stratus und der Nebel. Vor allem die größeren Tröpfchen im oberen Teil der Wolke stoßen beim Fall durch die Wolke mit anderen zusammen und werden laufend größer, wodurch die Häufigkeit der Zusammenstöße zunimmt. Wenn die Fallstrecke in der Wolke oder im Nebel annähernd 1000 m beträgt, dann ist der entstehende Tropfen groß genug, den Erdboden zu erreichen, ohne zu verdunsten.

Bei geringer Verdunstungsstrecke ist die Tropfengröße, die erforderlich ist, den Erdboden zu erreichen, geringer, so daß mit absinkender Stratusuntergrenze die Niederschlagsbereitschaft zunimmt. Die günstigsten Bedingungen sind in hochreichendem Nebel erfüllt. Die Stratuswolke erreicht selten Mächtigkeiten, die über 1000 m hinausgehen. Darum können darin durch Koagulation nie größere Tröpfchen als Sprühregen oder Nieseltröpfchen entstehen.

In Wasserwolken mit Aufwind verläuft der Koagulationsprozeß ganz anders. Auch unter ihnen gibt es nur eine niederschlagsbildende Wolke, den Cumulus. Im Cumulusaufwind steigen die größeren Tröpfchen, die sich an den guten Kondensationskernen bilden, langsamer hoch als die kleineren. Letztere stoßen mit den trägeren, große Tröpfchen zusammen und führen so zu deren Koagulationswachstum. Wenn die größeren

Tropfen bis zur Wolkenobergrenze so schwer geworden sind, daß sie durch den Aufwind, der im Cumulusgipfel noch etwa $1\ \text{m/sec}$ beträgt, nicht aus der Wolke hinausgetragen werden, wo sie wieder verdunsten würden, dann können sie weiter wachsen und durch ihr zunehmendes Gewicht gegen den Aufwind wieder durch die Wolke nach unten sinken und schließlich als Niederschlag aus der Wolke ausfallen. Der Mindesttropfenradius, der erforderlich ist, um bei $1\ \text{m/sec}$ Aufwind noch sinken zu können, beträgt etwa $150\ \mu\text{m}$. Damit er diese Größe bis zum Gipfel erreicht, muß die Cumuluswolke bei geringen Aufwinden von etwa $1\ \text{m/sec}$ unter tropischen oder subtropischen Verhältnissen mit Basistemperaturen von etwa 20°C mindestens $1,5\ \text{km}$ mächtig sein und bei stärkeren Aufwinden von $8\ \text{m/sec}$ mindestens $4,5\ \text{km}$.

Bei polaren Verhältnissen mit Basistemperaturen des Cumulus von -5°C sind die entsprechenden minimalen Wolkendicken etwa $2,5\ \text{km}$ für $1\ \text{m/sec}$ und bei $3\ \text{m/sec}$ schon $4,5\ \text{km}$. Das bedeutet aber, daß dann die Gipfeltemperatur immer so tief sein wird, daß der obere Teil der Wolke vereist ist und dann Niederschläge durch Sublimationswachstum und Vergraupelung ausgelöst werden. Voraussetzung für die Schauerbildung in Cumuluswolken ist wie bei allen Niederschlägen durch Tropfenkoagulation ein Mindestradius der großen Tröpfchen von $18\ \mu\text{m}$. Diese Forderung ist über dem Meer meist erfüllt, über dem Kontinent aber nicht, weil die Zahl der Kondensationskerne und darum auch die Anzahl der Wolkentröpfchen über dem Meer gering ist, wodurch auf jedes einzelne Tröpfchen viel Wasser entfällt, während sie über dem Kontinent groß ist, wodurch jedem einzelnen Tröpfchen nur wenig Wasser zukommt. Aus diesem Grunde liefern Cumuluswolken über dem Kontinent meist keine und über See nur dann Schauer, wenn sie hohe Basistemperaturen haben und hinreichend mächtig sind, was über den tropischen Meeresgebieten am ehesten der Fall ist.

Niederschlagstropfen erreichen einen maximalen Durchmesser von etwa $5\ \text{mm}$, denn bei einer Fallgeschwindigkeit von $8\ \text{m/sec}$ werden sie durch den Luftwiderstand so stark verformt, daß sie in viele kleine Tropfen zerplatzen. Jede Tropfengröße erreicht eine ganz bestimmte konstante Fallgeschwindigkeit, wenn Gewichtskraft (abhängig von der Größe) und Luftwiderstand (abhängig von der Fallgeschwindigkeit) gleich groß werden. Der Fallgeschwindigkeit von $8\ \text{m/sec}$ entspricht eine Tropfengröße von $5\ \text{mm}$. Größere Tropfen erreichen größere Fallgeschwindigkeiten und zerplatzen dann. Der zum Platzen erforderliche Luftwiderstand ist bei Vertikalbewegungen von der Relativgeschwindigkeit des Tropfens zur Luft abhängig. Ein Aufwind von $4\ \text{m/sec}$ und eine Sinkgeschwindigkeit der Tropfen von $4\ \text{m/sec}$ ergeben die Platzgeschwindigkeit von $8\ \text{m/sec}$. Darum können bei Aufwinden von über $4\ \text{m/sec}$ Tropfen zunächst nicht aus der Wolke herausfallen, weil sie vorher zerplatzen, während sie aus den Wolken mit einem Aufwind von $3-4\ \text{m/sec}$ herausfallen, ohne die Größe von $5\ \text{mm}$ im Durchmesser zu erreichen. Darum bleibt die Größe der Niederschlagstropfen und die Schauerintensität in Cumuluswolken mit einem Aufwind von $3-4\ \text{m/sec}$ gering.

In ausreichend hohen Wolken mit stärkerem Aufwind werden die Tropfen so groß, daß sie noch innerhalb der Wolke ihre Platzgröße erreichen und in viele kleine Tröpfchen zerplatzen. Diese werden dann erneut vom Aufwind nach oben getragen und machen den Wachstumsprozeß durch Koagulation ein zweites Mal durch, bis sie wieder so schwer sind, daß sie gegen den Aufwind in der Wolke absinken und abermals die Platzgröße erreichen. Durch mehrmaligen Platzprozeß vermehrt sich so die Regentropfenzahl kettenreaktionsartig, bis das Wassergewicht die Tragkraft des Aufwindes

übertrifft und ein kräftiger Schauer aus der Wolke ausfällt.

Auch durch Anfrieren unterkühlter Tröpfchen an Eiskristalle (*Vergraupelung*) entsteht Niederschlag. Damit die Vergraupelung einsetzen kann, müssen die vergraupelnden Kristalle eines Mindestgröße von etwa 1 mm im Durchmesser besitzen. Der Vergraupelung geht darum normalerweise ein Sublimationswachstum der Eiskristalle in Mischwolken zu Schneesternchen voraus. Wenn der Durchmesser der Schneekristalle etwa 1 mm erreicht, werden ihre Zusammenstöße mit unterkühlten Wolkentröpfchen durch die auftretenden Geschwindigkeitsunterschiede so zahlreich, daß die Vergraupelung das Sublimationswachstum zu übertreffen beginnt. Die Schnelligkeit der Vergraupelung wächst mit dem unterkühlten Wassergehalt der Wolke und mit der Größe der vergraupelnden Eispartikel. Sie ist also nahe 0°C am größten und nimmt unter -10°C mit zunehmender Eisteilchen- und abnehmender Tröpfchenzahl ab.

Die Art der Vergraupelung hängt von der Schnelligkeit des Gefrierprozesses und dem Wassergehalt der Wolke ab. Beim Gefrieren der Tröpfchen wird Wärme frei (pro g Wasser 80 cal). Die freiwerdende Wärme verzögert den Gefrierprozeß und wird von der umgebenden Luft aufgenommen, und zwar um so schneller, je kleiner die frei werdende Wärmemenge oder anfrierende Wassermenge ist und je tiefer die Lufttemperatur unter 0°C liegt. Bei schnellem Gefrieren erstarrt jedes Tröpfchen einzeln für sich an dem Schneekristall, und es bilden sich weiße, undurchsichtige, durch Luftschluß poröse, noch leicht zusammendrückbare Kügelchen, die Reifgraupeln. Sie entstehen also am Anfang der Vergraupelung, wenn die Zusammenstöße der unterkühlten Tröpfchen mit den noch zu kleinen Eisteilchen nicht so zahlreich sind, und in den tröpfchenarmen Bereichen der Mischwolken, also bei tieferen Temperaturen.

Wenn die in der Zeiteinheit mit dem Eiskristall zusammenstoßenden Wassermengen (Zahl der Durchmesser der Wassertropfen) zu groß werden, dann frieren die Tröpfchen nicht mehr einzeln an, sondern es bildet sich um den Graupelkern zuerst eine flüssige Schale, die rasch durch Gefrieren in eine feste, klare und gläserige oder aber auch halbdurchsichtige Eisschale übergeht. Dieses so entstandene Graupelkorn nennt man Frostgraupel.

Eine lang anhaltende Vergraupelung kann bis zu 5 cm dicke Eiskörner bilden, die man als Hagel bezeichnet. Ohne Aufwind in der Wolke würden Graupelkörner schnell durch den unterkühlten Wasserbereich hindurchfallen, so daß ein nennenswertes Vergraupelungswachstum nicht mehr möglich wäre. Die Bildung größerer Graupel- und Hagelkörner ist deshalb nur in Wolken mit starken Aufwinden (Cumulonimben) möglich.

Die Bildung von *Schneeflocken* ist ein Wachstumsprozeß von Niederschlagselementen, die durch Vereinigung von Schneesternchen zustande kommt. Oft durch kleinste Wassertröpfchen verbunden, haften mehrere Schneekristalle aneinander und lassen so größere Schneeflocken entstehen.

Der Schneeflockenbildung geht zunächst ein Sublimationswachstum von Eiskristallen zu Schneesternchen voraus, deren Durchmesser kaum 2 mm überschreiten kann. Ihr Gewicht reicht nicht aus, Aufwinde von mehr als 40cm/sec zu überwinden. Durch eine Vereinigung von Schneesternchen können sich Schneeflocken bis zu einem Durchmesser von 4–5 cm bilden, die dann im trockenen Zustand Fallgeschwindigkeiten bis 1,5 m/sec und im nassen bis über 2 m/sec erreichen.

Da trockene Eiskristalle normalerweise nicht aneinander haften bleiben, dienen unterkühlte Wassertröpf-

chen bei der Flockenbildung als Haftmittel. Ein unterkühltes Tröpfchen, das mit einem Schneekristall zusammenstößt, friert nicht sofort, sondern durch die frei werdende Gefrierwärme nur verzögert an. Die Verzögerung wird um so größer, je näher die Temperatur dem Gefrierpunkt liegt. Wenn dann ein weiteres Schneesternchen auf dieses noch nicht gefrorene Tröpfchen auftrifft, bleibt es daran haften und gefriert zusammen mit dem Tröpfchen an das erste fest. Es beschleunigt sogar diesen Anfrierprozeß. Da die Verzögerung des Anfrierens unterkühlter Tröpfchen und ihre Anzahl in Wolken zum Gefrierpunkt hin zunimmt, ist die Wahrscheinlichkeit des Aneinanderhaftens von Schneekristallen um 0°C am größten.

Ein Aneinanderhaften von schmelzenden, nassen Schneeflocken ist auch noch etwas über dem Gefrierpunkt möglich; sie gefrieren aber nicht mehr zusammen. So wird es verständlich, daß um den Gefrierpunkt die größten Schneeflocken entstehen. Bei tieferen Temperaturen frieren dagegen die unterkühlten Wassertröpfchen viel schneller an die Schneekristalle an, so daß sie nur kurze Zeit als Haftmittel zur Verfügung stehen, und damit nimmt die Wahrscheinlichkeit der Flockenbildung ab. Unter -10°C entstehen kaum noch größeren Flocken, so daß der Schnee nur in Pulverform fällt.

9.4.2. Abgesetzte Niederschläge

9.4.2.1. Die Arten der abgesetzten Niederschläge

Zur Gruppe der abgesetzten Niederschläge gehören alle Erscheinungen, bei denen die Kondensation oder Sublimation unmittelbar an der Erdoberfläche oder an Gegenständen erfolgt, sowie alle anderen Wasserausscheidungen am Erdboden, die nicht von oben aus einer Wolke ausfallen, sondern sich direkt aus einer Wolke oder aus Nebel bei horizontaler Luftbewegung absetzen. Dazu gehören:

Niederschlagsart

- 1) nässender Nebel
- 2) Tau
- 3) weißer Tau
- 4) Reif
- 5) Rauhreif
- 6) Rauhrost
- 7) Rauheis

9.4.2.2. Die Entstehung abgesetzter Niederschläge

- 1) Nässender Nebel

Nässender Nebel führt zu einer Benetzung der Erdoberfläche oder von Pflanzen und Gegenständen, wenn Wolken- oder Nebeltröpfchen vor allem bei Wind angeweht werden. Im Mittel- und Hochgebirge können durch nässende Wolken sehr große jährliche Niederschlagsmengen von mehreren 100 mm zusammenkommen.

- 2) Tau

Tau entsteht durch Kondensation von Wasserdampf an der Erdoberfläche oder an Pflanzen und Gegenständen, wenn deren Temperatur unter den Taupunkt der Luft absinkt. Die Abkühlung unter den Taupunkt der Luft ist meist die Folge der Ausstrahlung in klaren Nächten. Dabei werden Gegenstände, die eine geringe Wärmeleitfähigkeit besitzen (Holz, Pflanzenblätter, Grashalme) bevorzugt, da ihnen der Wärmenachschub vom Boden fehlt und ihre Oberflächentemperatur infolgedessen stärker absinkt. In trockenen Wüstengebieten liefert der Tau den weitaus größten Beitrag an der jährlichen Niederschlagsmenge.

Tauniederschläge können aber auch durch Advektion entstehen, wenn warme und feuchte Luftmassen über kalte Flächen strömen, deren Temperatur unter dem Taupunkt der darüberstreichenden Luft liegt. Durch Kondensation des Wasserdampfes kommt es dann zu einem Schwitzen der Gegenstände.

3) Weißer Tau

Weißer Tau entsteht, wenn sich noch bei Temperaturen über 0°C Tau gebildet hat, der dann bei weiterem Absinken der Temperatur unter 0°C gefriert. Er entsteht aus gefrorenen Tautröpfchen, an denen dann Reifbildung einsetzt.

4) Reif

Reif entsteht durch Sublimation von Wasserdampf, wenn die Temperatur der Erdoberfläche oder von Pflanzen und Gegenständen unter den Reifpunkt der Luft, also unter den Sättigungswert des Wasserdampfes in bezug auf Eis absinkt. Das ist nur bei Taupunkttemperaturen unter 0°C möglich. Der Reifprozeß entspricht dem langsamen Sublimationsprozeß von Eiskristallen in Eiswolken mit geringer Eisübersättigung. Es bilden sich leichte, schuppen-, nadel-, feder- oder fächerähnliche Eiskristalle.

5) Rauhref

Rauhref entsteht durch starkes Sublimationswachstum bei starker Eisübersättigung, wenn die Bedingungen zur Reifbildung erfüllt sind und gleichzeitig Nebel oder starker, feuchter Dunst vorhanden ist. Dieser Zustand entspricht dem stark kolloid-labilen Zustand in einer Mischwolke. So wie dort das stürmische Sublimationswachstum hauptsächlich an den Ecken und Kanten der Eiskristalle erfolgt und stark verzweigte Skelette bildet, so findet bei Nebel das Sublimationswachstum ebenfalls bevorzugt an den Spitzen und Kanten von Gegenständen statt, wobei reifähnliche, lockere Ansammlungen von Reifkristallen entstehen, die leicht abfallen und bei einsetzender Sonnenstrahlung schnell schmelzen. Bei schwachem Wind kann der Rauhref zu langen Fahnen oder dicken Schichten anwachsen.

6) Rauhfrost

Rauhfrost entsteht nur bei gleichzeitigem Vorhandensein von stärker unterkühltem Nebel (unter -3°C) und stärkerem Wind. Hierbei werden die unterkühlten Nebel- oder Wolkentröpfchen durch den Wind an Pflanzen oder Gegenständen am Boden angeweht (s. a. nässender Nebel), wo sie wegen ihrer starken Unterkühlung schlagartig und unter Luftschluß gefrieren. Das Anfrieren der Tröpfchen muß den Sublimationsprozeß überwiegen. Dieser Vorgang entspricht dem Reifgraupelprozeß in Mischwolken mit mäßigen Aufwinden. Je nach Dauer des Vorganges oder Stärke des Windes wächst der Rauhfrost in bizarrer Form (faserige Zapfen, Kegel oder Federn, zuweilen mit spiegelnden Flächen) dem Winde in mehr oder weniger langen Fahnen entgegen. Von der Haftfläche läßt sich Rauhfrost, in Struktur und Farbe ähnlich den Reifgraupeln, leicht abbrechen.

7) Rauheis

Für Rauheis sind dieselben Bedingungen wie für Rauhfrost erforderlich. Es unterscheidet sich von diesem nur darin, daß es bei wenig stark unterkühltem Nebel (zwischen 0 und -3°C) entsteht. Bei diesen geringen Unterkühlungen wird der Gefrierprozeß der an Gegenstände herangewehten Nebeltröpfchen durch die dabei frei werdende Gefrierwärme verzögert. Dadurch haben die Tröpfchen vor dem Gefrieren noch die Möglichkeit auseinanderzuzießen, so daß sich ein wasserklarer, teils auch ein graugetönter undurchsichtiger Eisansatz bildet. Dieser ist sehr kompakt und läßt sich auch nicht leicht von der Haftfläche abbrechen.

Die Rauheisbildung entspricht dem Frostgraupelprozeß in Mischwolken mit stärkeren Aufwinden.

Beide Erscheinungsformen dieser Nebelvereisung, Rauhfrost und Rauheis, werden sehr häufig in den Mittelgebirgen beobachtet, weil hier die geforderten Bedingungen, unterkühlter Nebel (Wolken) und Wind, eher erfüllt sind. Ihre große Gefahr liegt darin, daß sie mit zunehmender Windgeschwindigkeit zu schweren Eislasten anwachsen und dann zu großen Schäden des Baumbestandes führen können.

9.4.3. Abgelagerte Niederschläge

9.4.3.1. Arten der abgelagerten Niederschläge

Die abgelagerten Niederschläge sind eine Folgeerscheinung fallender Niederschläge, wenn diese sich in fester Form an der Erdoberfläche als *Schneedecke* ablagern oder in flüssiger (auch unterkühlter) Form beim Auftreffen auf der unterkühlten Erdoberfläche zu *Glätteis* gefrieren.

9.4.3.2. Entstehung der abgelagerten Niederschläge

Schneedecke

Die Schneedecke besteht aus an der Erdoberfläche abgelagertem Schnee, eventuell auch aus Reifgraupeln oder Schneegriesel. Eine längere Lebensdauer erreicht die Schneedecke nur, wenn Erdbodentemperatur und Lufttemperatur unter null Grad liegen. Infolge ihrer geringen Wärmeleitfähigkeit (sehr viel Luftzwischenräume) bildet die Schneedecke einen ausgezeichneten Kälteschutz für die darunterliegende Erdoberfläche. Für die darüberliegende Luft bedeutet sie aber eine starke Kältequelle. Tagsüber reflektiert sie die Sonnenstrahlung sehr stark und vermindert die Erwärmung der Erdoberfläche und die von ihr ausgehende Erwärmung der bodennahen Luftschichten; nachts strahlt sie im langwelligen Bereich der Wärmestrahlung fast wie ein schwarzer Körper aus und kühlt sich und die darüberlagernde Luft sehr stark ab. Außerdem verhindert sie durch ihre wärmeisolierende Wirkung eine Abgabe von Erdwärme an die Luft. Darum sind Zonen mit ausgedehnten Schneedecken im Winter Quellgebiete extrem kalter Luftmassen, wie z. B. Sibirien. Für Flüsse und Talsperren bedeuten die Schneefelder im Gebirge ein bedeutendes Wasserreservoir, das im Frühjahr bei der Schneeschmelze große Wassermengen freigibt. Um einen Anhaltspunkt über die zu erwartenden Wassermengen zu besitzen, wird die Höhe der Schneedecke und ihr Wassergehalt gemessen. Bei einer lockeren Schneedecke entspricht 1 cm Schneehöhe etwa 1 mm Niederschlagshöhe.

Glätteis

Glätteis entsteht, wenn Regen oder Sprühregen auf einer stark unterkühlten Erdoberfläche gefrieren, oder wenn unterkühlter Regen oder Sprühregen am Boden und an Gegenständen gefrieren und einen Eisüberzug bilden. Die Abb. 9.4 zeigt eine typische Temperaturverteilung für eine Glätteislage, wenn im Winter ein Warmfrontniederschlag in eine bodennahe Kaltluftschicht fällt und dann am Boden gefriert. Da Glätteis eine Folgeerscheinung fallender und darum größerer Tropfen ist, die nicht sofort, sondern erst nach Bildung einer flüssigen Schicht gefrieren, ergibt Glätteis normalerweise einen glatten, glasigen Klareisüberzug. Er kann aber auch mit gleichzeitig fallenden Eiskörnern oder Schneeflocken vermischt sein, so daß die Glätteisdecke ein rauhes, halbdurchsichtiges Aussehen bekommt.

9.4.4. Von der Erdoberfläche aufgewirbelte Niederschläge

Schneefegen

Schneefegen entsteht, wenn der Wind Schnee vom Boden aufwirbelt und ihn flach am Boden hertreibt, ohne die Sicht in Augenhöhe merklich zu verringern.

Schneetreiben

Schneetreiben entsteht, wenn der Wind den Schnee so stark bis in mäßige oder große Höhen aufwirbelt, daß die Sicht wesentlich herabgesetzt wird. Oft ist es nicht möglich festzustellen, ob es gleichzeitig schneit. Dann wählt man die Bezeichnung „Schneegestöber“, im Gegensatz zum Volksmund, der darunter fallende Schneeflocken versteht, die durch starke Windböigkeit auf- und niedertanzen.

Gischt

Unter Gischt versteht man Wassertröpfchen, die durch den Wind von der Oberfläche ausgedehnter Wassermassen fortgerissen werden. Der Wind erregt an der Meeresoberfläche Schwerwellen, deren Wellenlänge und Höhe mit steigender Windgeschwindigkeit zunehmen. Wenn das Verhältnis Höhe : Länge 1:8 überschreitet, werden die Wellen instabil. Es bildet sich Schaum auf den Kämmen, und die Wellen brechen über, wobei kleine Gischttröpfchen vom Wind fortgerissen werden.

Diese Gischttröpfchen enthalten Salz und sind darum hygroskopisch, so daß sie nur bis zu einer ihrem Salzgehalt entsprechenden Größe verdunsten und als Kondensationskerne in der Luft fortgetragen werden.

Gischttröpfchen gelangen auch durch das Zersprühen von Wasser an Wasserfällen oder durch Geysire in die Luft.

10. Die Großzirkulation der Erde

Die Gesamtheit aller großräumigen Luftbewegungen auf unserer Erde bezeichnet man als Großzirkulation. Sie wird allein durch die Luftdruckverteilung in den verschiedenen Höhen bestimmt, da die Winde parallel den Isobaren bzw. Isohypsen wehen; nur in der untersten Reibungsschicht (Grundschicht) strömt die Luft aus dem Bereich höheren Luftdrucks aus und in den Bereich tieferen Luftdrucks hinein.

Bei der Besprechung des Wetterelementes Luftdruck ist bereits darauf hingewiesen worden, daß die aus langjährigen Beobachtungen errechnete mittlere Luftdruckverteilung der Erde vier große Zonen erkennen läßt. Zur Klärung der daraus folgenden Großzirkulation muß zunächst der Grundzustand der Atmosphäre betrachtet werden.

10.1. Der Grundzustand

Die atmosphärische Luft ist grundsätzlich bestrebt, thermische Dichteunterschiede durch Turbulenz auszugleichen und so große Gebiete ziemlich einheitlicher Temperaturen und damit homogener Luftmassen zu bilden. Das hat aber auch zur Folge, daß kein stetiger Abfall der Temperaturen vom Äquator zum Pol angetroffen wird, sondern ein stufenförmiger in engbegrenzten Zonen zwischen den homogenen Gebieten der tropischen und polaren Luftmassen. In etwa 40° Breite halten sich der kurzwellige Einstrahlungsgewinn der Erdoberfläche und die langwellige Ausstrahlungsabkühlung im Jahresmittel die Waage. Äquatorwärts überwiegt die Einstrahlung. Die Zone stärksten Temperaturgefälles auf der Erde fällt ebenfalls ungefähr in diese Breiten. Da der Luftdruck in warmer Luft nach oben langsamer abnimmt als in kalter, liegen die Druck-

flächen in etwa 10 km Höhe am Äquator am höchsten und am Pol am tiefsten mit einem starken Abfall in den mittleren Breiten beider Halbkugeln, im Sommer etwa bei 40–45° Breite und im Winter bei 30–35°. Das ergibt nach dem geostrophischen Windgesetz in 10 km Höhe einen Westwind auf der ganzen Erde mit einem Windmaximum im Bereich des starken Druckgefälles in mittleren Breiten. Da in der Stratosphäre sich das Temperaturgefälle im Jahresmittel umkehrt, muß auch dort das Druckgefälle wieder mit der Höhe abnehmen und der Westwind schwächer werden. Im Sommer wird er oberhalb von 20 km sogar zu einem Ostwind, weil dann die polare Stratopause wärmer ist als die tropische. Im Winter schwächt sich der Westwind nach oben bis 20 km ab und nimmt dann wieder zu, weil im Winter in polaren Breiten die Sonneneinstrahlung fehlt und darum auch die Bildung und Erwärmung der Ozonschicht wegfallen, wodurch die obere Stratosphäre ein Temperaturgefälle vom Äquator zum Pol aufweist. Unterhalb der Tropopause in etwa 8–12 km erhält man so eine flache Röhre starker Westwinde von im Mittel 120 km/h und Spitzenwerten von mehr als 400 km/h. Diese Strahlströmung hat eine Breite von mehreren 100 km und zieht sich mäandernd in Windungen und Aufspaltungen um die Erde und bildet die sogenannte planetarische Frontalzone. Abb. 57 zeigt diese Verhältnisse in 4–10 km Höhe nach FLOHN.

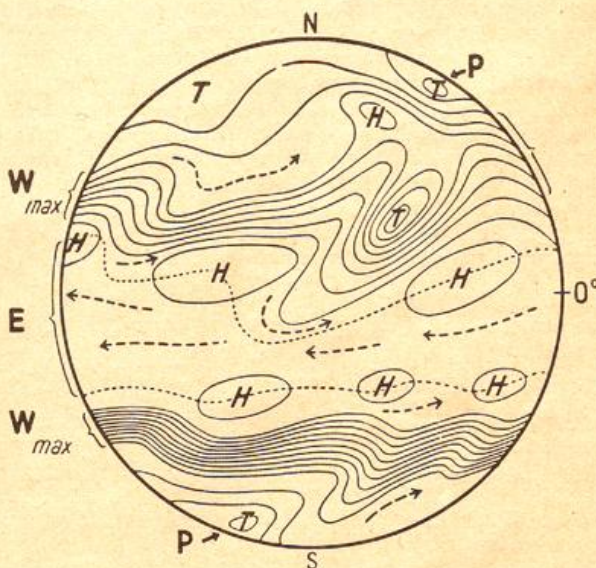


Abb. 57
Schema der atmosphärischen Zirkulation in 4–10 km Höhe (nach FLOHN)

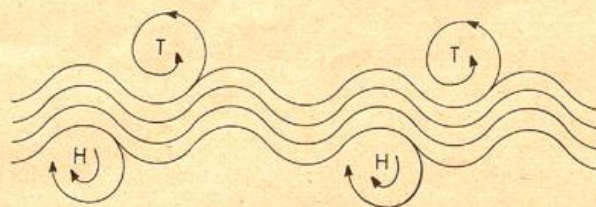


Abb. 58
Ausscheren von zyklonalen Wirbeln auf der polaren und von antizyklonalen Wirbeln auf der äquatorialen Seite des planetarischen Strahlstroms

In dieser Darstellung kennzeichnet der Buchstabe P die exzentrische Lage der Zirkulationspole. An den Rändern der Strahlströmung entstehen wie bei einer schießenden Wasserströmung Wirbel, auf der Polseite zyklonale Wirbel, auf der Äquatorseite antizyklonale (Abb. 58). Sie bilden sich ständig neu, verändern sich

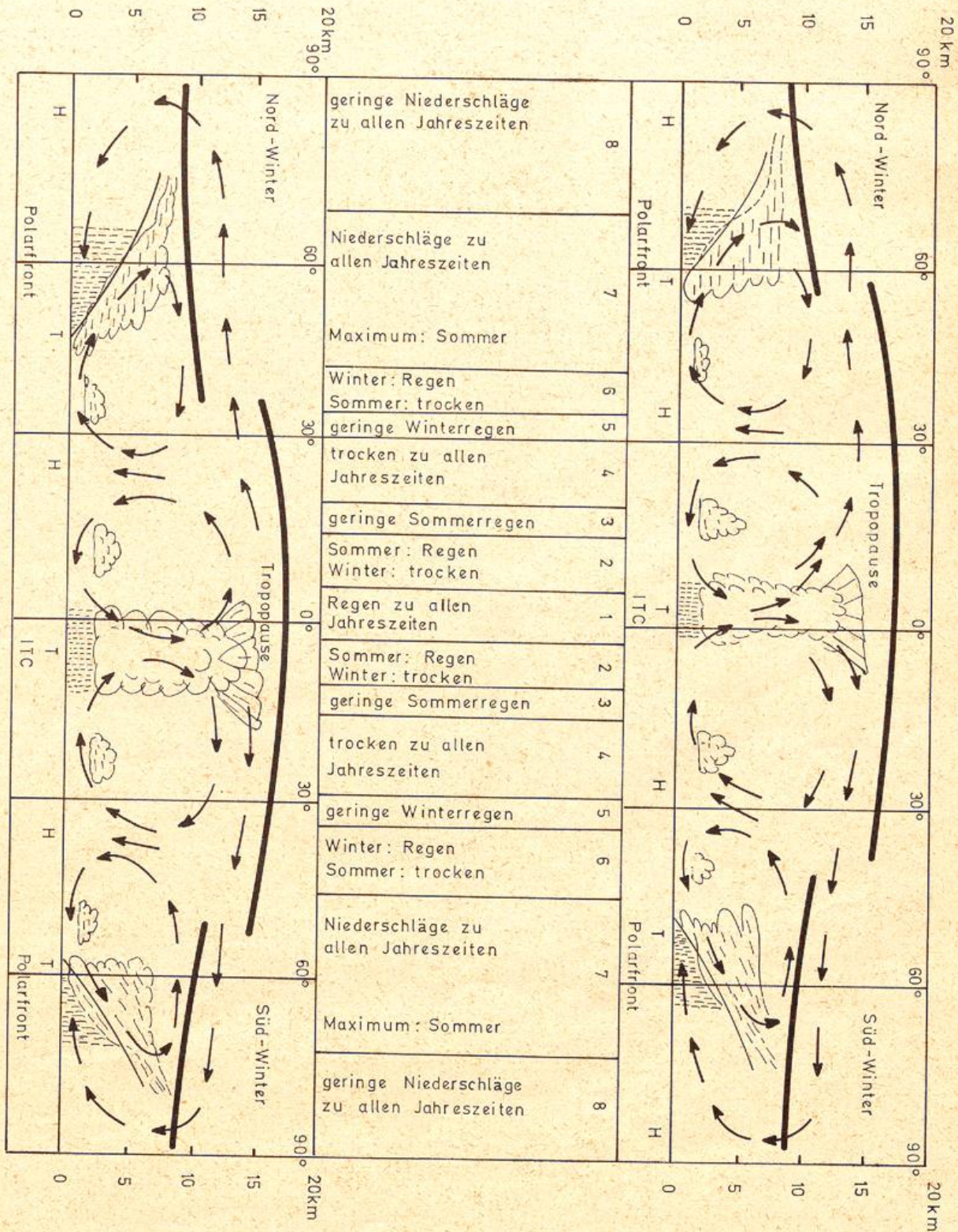


Abb. 60
Schematischer Querschnitt durch die Wetterzonen der Erde

des polaren Kältepol der Nordhalbkugel nach den schneebedeckten Landmassen Innerasiens (Sibirien). Damit verlagert sich ebenfalls die kalte, polare Höhenzyklone nach dem neuen winterlichen Kältepol in Sibirien. Auch sie ist wie das Polarhoch mit einem flachen, aber sehr kräftigen Bodenhoch verbunden. Die aus dem asiatischen Kältehoch ausfließenden trockenkalten Festlandluftmassen werden als Wintermonsun bezeichnet. Manchmal liegt der winterliche Kältepol auch über dem nördlichen Kanada oder ist in zwei Kältepole über Sibirien und Kanada aufgespalten. Mit dem Kältepol ver-

lagern sich auch die übrigen Zirkulationsgürtel entsprechend. So liegt z. B. der planetarische Starkwindgürtel im Winter in Asien wesentlich näher am Äquator und die ITC wandert über den Äquator hinaus zur Südhalbkugel. Die Abb. 61 und 62 zeigen diesen monsunalen Einfluß über der Landhalbkugel sehr deutlich. Die Südhalbkugel hat mit mehr als $\frac{4}{5}$ Wasserbedeckung eine überwiegend planetarische Zirkulation, die nur geringfügig über Australien, Südafrika und Südamerika durch monsunale Einflüsse gestört ist. Der Kältepol fällt dort das ganze Jahr hindurch mit dem geographischen Pol zusammen.

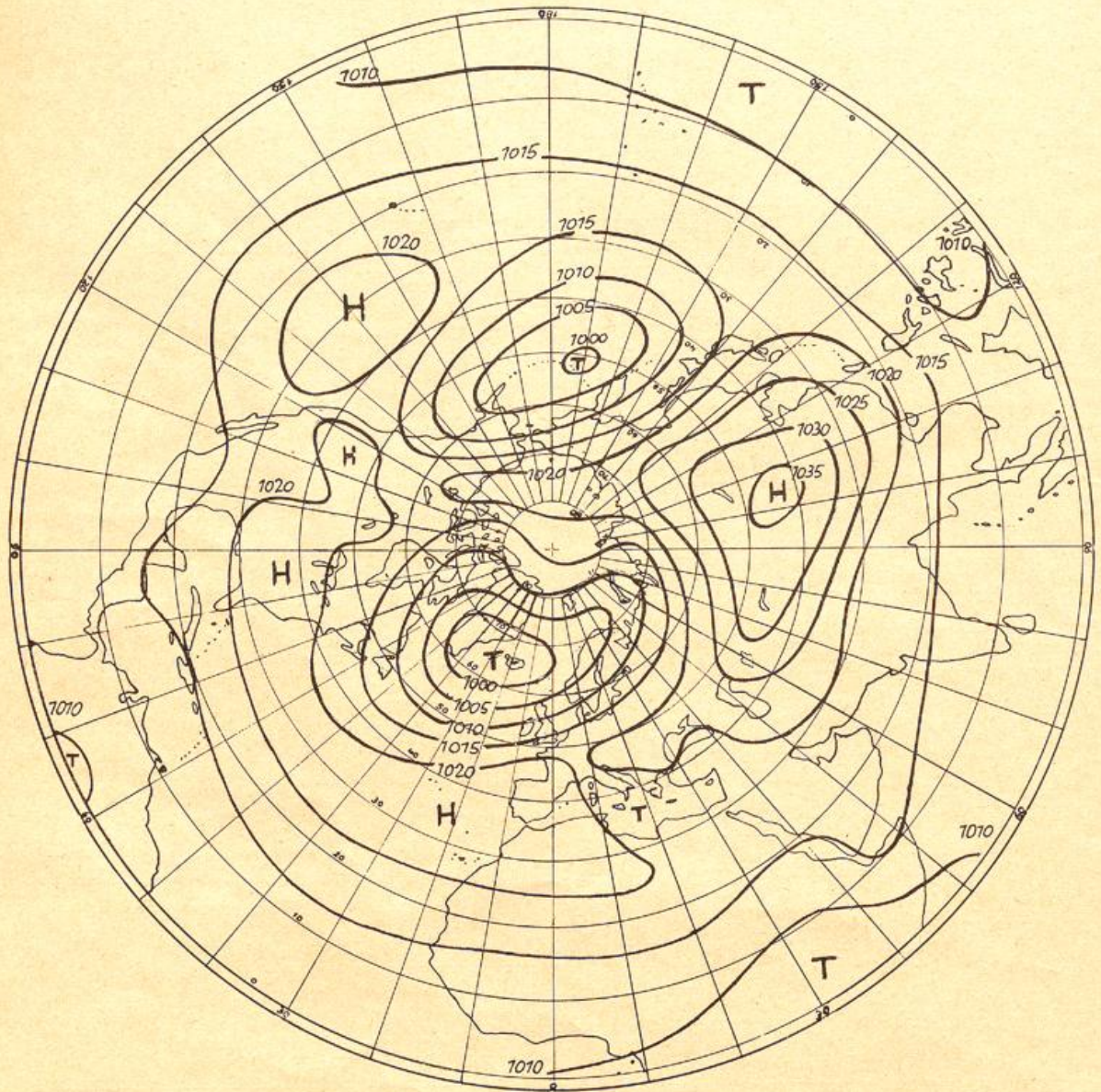


Abb. 61
Mittlere Druckverteilung im Januar (nach SCHERHAG)

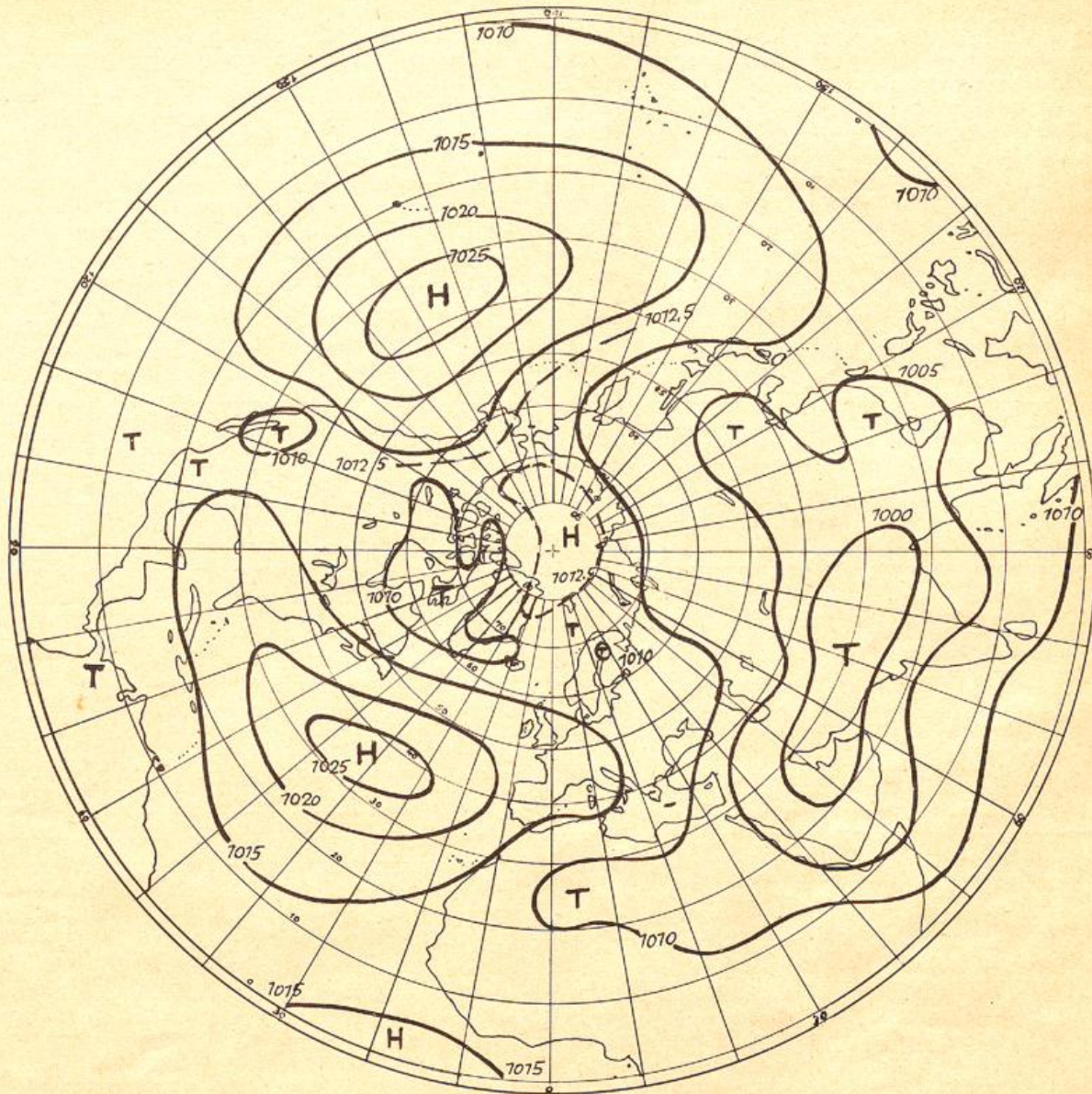


Abb. 62
Mittlere Druckverteilung im Juli (nach SCHERHAG)

10.2. Die Westdrift der gemäßigten Breiten

Der Grundzustand der Atmosphäre ist in mittleren Breiten gekennzeichnet durch ein maximales Temperaturgefälle zwischen Äquator und Pol. Darum muß dort nach dem thermischen Windgesetz vor allem in den höheren Schichten der Troposphäre ein Starkwindfeld vorhanden sein, mit zyklonaler Windscherung auf der Nordseite und antizyklonaler Scherung auf der Südseite. Zyklonale Windscherung ist dynamisch stabil, antizyklonale weniger stabil oder von bestimmten Werten ab labil. Die stärkste Stabilität wird an der linken Seite der Strahlstromachse angetroffen. Dynamische Stabilität hemmt den Horizontalaustausch, dynamische Labilität fördert ihn, ähnlich wie die statische Stabilität den Vertikalaustausch hemmt und die Labilität ihn durch Konvektion fördert. Die Strahlstromachse bedeutet darum für den Horizontalaustausch eine Sperrzone so wie die Inversion für den Vertikalaustausch eine Sperrschicht darstellt. Der fortwährende Wärmeüberschuß südlich von 40° Breite kann sich im Bereich der geringen dynamischen Stabilität mit ungehemmtem Horizontalaustausch südlich der planetarischen Frontalzone gleichmäßig verteilen, aber nur bis zur Sperrzone der Strahl-

stromachse. Dadurch erfährt dort das Temperaturgefälle durch den fortlaufenden Wärmebilanzüberschuß im Süden und das dauernde Defizit im Norden eine anhaltende Verstärkung. Die Verstärkung des Temperaturgefälles ist gekoppelt mit einer Verstärkung des Strahlstromes und damit einer Verstärkung der Sperrwirkung für den Wärmeaustausch. Durch diesen wechselseitigen Mechanismus schaukelt sich das Temperatur- und Windfeld in den gemäßigten Breiten so lange auf, bis es dynamisch labil wird. Dann entstehen Wirbel in Form von Zyklonen und Antizyklonen, die einen meridionalen Wärmetransport einleiten und die Gegensätze ausgleichen. Dieses Ende des Verstärkungsprozesses der Frontalzone wird erreicht, wenn der horizontale Temperaturgradient sich auf etwa 1,5–4° C pro 100 km und die damit verbundene vertikale Windzunahme auf 6–13 m/sec pro 1000 m Höhenunterschied aufgeschaukelt haben. Es gehört zur Natur des Strahlstromes, daß auf seiner Starkwindachse nicht überall gleichstarke Windgeschwindigkeiten herrschen, sondern stromauf- und -abwärts Maxima und Minima verteilt sind, die mit Einzugsgebieten und Deltas im Strömungsfeld gekoppelt sind (s. dazu 6.5. und Abb. 29). Im Delta der Frontal-

zone setzt in der Höhe ageostrophischer Massenabfluß ein, der in den Schichten darunter zu Druckfall und am Boden zur Bildung eines Tiefs führt. Im Einzugsgebiet bewirkt der ageostrophische Zufluß am Boden Druckanstieg und Bildung eines Zwischenhochkeiles. Auf der Vorderseite des Bodentiefs dringt Warmluft nach Norden vor, auf der Rückseite Kaltluft nach Süden. Das bedeutet im thermischen Feld (rel. Top.) eine antizyklonale Ausbuchtung der Isolinien nach Norden und auf der Rückseite eine zyklonale Kaltluftzunge nach Süden. Der tiefe Druck ist darum in der Höhenkarte in diesem

Stadium der Entwicklung stromaufwärts in Richtung Einzugsgebiet zu finden, so daß die Achse tiefen Druckes vom Boden nach oben eine starke Neigung besitzt.

Das Bodentief ist infolge Reibung mit Strömungskonvergenz und Massenzufluß verbunden, das Zwischenhoch mit Strömungsdivergenz und Massenabfluß. Das führt dann zu der in Abb. 63 dargestellten Vertikalzirkulation: Aufsteigende Luftbewegung im Bereich der Höhendivergenz und Bodenkongvergenz mit Wolken und Niederschlagbildung, Absinken im Bereich der Höhenkongvergenz und Bodendivergenz mit Wolkenauflösung.

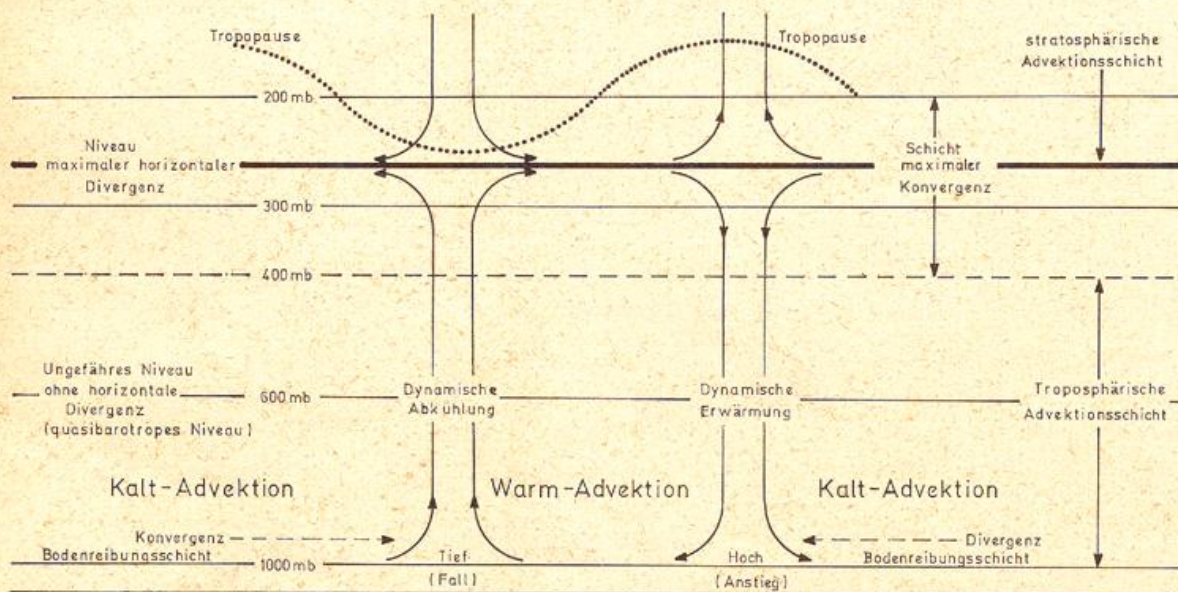


Abb. 63
Vertikalbewegungen in einer Zyklone und Antizyklone
(Aus: Practical methods of weather analysis and prognosis,
U. S. Navy 1952)

Solange der Massenabfluß in der Höhe den Massenzufluß am Boden überwiegt, vertieft sich die Zyklone. Da der Warmluftvorstoß auf seiner Vorderseite und der Kaltluftvorstoß auf der Rückseite zu einem Verstärken des Divergierens der Isohypsen in der Höhe führen, verstärkt sich auch der ageostrophische Massenabfluß und die Zyklonogenese. Wenn die Kaltluft das Bodentief weitgehend umflossen hat (Okklusionsprozeß), können sich die Massengegensätze und damit der Diffluenzeffekt nicht mehr verstärken, sondern nur noch abschwächen. Das Auspumpen der Zyklone in der Höhe nimmt ab, während der Reibungszufluß am Boden sich verstärkt und schließlich das Auspumpen überkompensiert. Die Zyklone füllt sich allmählich auf. Wenn die Kaltluft das ganze Bodentief umflossen hat, ist es zu einem kalten Tief geworden, das dann auch in der Höhenkarte über dem Bodentief liegt. Darum wird die Achsenneigung einer okkludierenden Zyklone immer geringer, bis die Achse fast senkrecht steht und das Tief zu einem kalten Zentraltief geworden ist. Wenn dieses kalte Tief nicht durch neue Randzyklonen laufend regeneriert wird, füllt es sich rasch auf und stirbt ab. Ähnlich wie die Achse des Tiefs stromaufwärts geneigt ist, besitzt auch das folgende Zwischenhoch eine Neigung stromaufwärts; denn auf seiner Rückseite wird Warmluft nach Norden geführt, so daß der hohe Druck in der Höhe auf der Rückseite des Bodenhochs liegt. Auch hier kommt es mit fortschreitender Entwicklung zum Aufsteilen der Achse durch Absinkerwärmung im Bodenhoch, so daß das Endergebnis oft eine hochreichende, warme Antizyklone ist. Mit dem Aufsteilen der Achsen breiten sich die Druckgebilde nach oben aus. Es geht so die steuernde

Höhenströmung für das Bodendruckfeld verloren und die Verlagerungsgeschwindigkeit der Druckzentren nimmt ab, bis sie schließlich selbst die Steuerungsrolle übernehmen. Alle so durch die Dynamik des Stromfeldes entstandenen Druckgebilde, sowohl die anfänglich warmen Warmsektorzyklonen und kalten Zwischenhochs, als auch die später kalten Zentralzyklonen und warmen stationären Hochdruckgebiete, nennt man dynamische Druckgebilde.

Mit der Zyklonese kommt es zu einer Deformation der ursprünglich ostwestwärts verlaufenden Frontalzone oder Polarfront, weil dort polare Luftmassen an subtropische Luftmassen grenzen. Dabei liegt die Kaltluft keilförmig mit einer Grenzflächeneigung von etwa 1:100 bis 1:200 unter der Warmluft. Die auf der Vorderseite der Zyklone vordringende Warmluft gleitet über die Kaltluft auf. Ihre Begrenzung an der Erdoberfläche nennt man „Warmfront“ und die der vordringenden Kaltluft „Kaltfront“. Diese erste Stufe der Deformation der Polarfront nennt man eine Welle. Ihr folgt bei weiterer Vertiefung das Stadium der Warmsektorzyklone und schließlich als Endstadium die okkludierte Zyklone (Abb. 64). Der norwegische Meteorologe V. Bjerknes hat im Jahre 1922 aus zahlreichen Boden- und Höhenbeobachtungen das Modell einer Idealzyklone mit dem eben geschilderten Lebenslauf entwickelt, das trotz einiger Änderungen auf Grund neuer aerologischer Erkenntnisse auch heute noch Geltung hat und die komplizierten Wettererscheinungen der Zyklone sehr anschaulich erklärt.

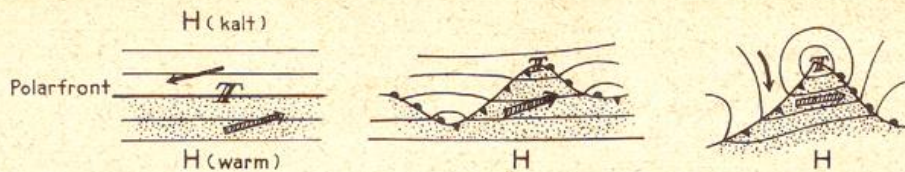




Abb. 64
Entstehung einer Wellenstörung und einer jungen Zyklone

10.3. Die Idealzyklone (nach V. BJERKNES)

Dieses Modell (Abb. 65) zeigt eine Zyklone am Höhepunkt ihrer Entwicklung. In diesem Zeitraum bilden die beiden Frontlinien, die vom Zentrum ausgehen, etwa einen rechten Winkel. Die Warmfront (rote Farbe oder ) macht sich bereits 800 bis 1 000 km vor ihrem Durchgang am Boden durch einen Wolkenaufzug bemerkbar, der im Cirrusniveau mit Ci beginnt und später in Cs übergeht; es folgen dünner und dann dichter As, die schließlich in Ns übergehen. Aus dem dichten As fallen die ersten Niederschläge, die sich im Ns fortsetzen. Es kommt zu einem etwa 100 bis 300 km breiten präfrontalen Niederschlagsgebiet, je nach den Temperaturverhältnissen in Form von Regen (Landregen) oder Schnee. Das Gebiet vor der Front heißt die Vorder-

seite der Zyklone. Nach dem Durchgang der Warmfront folgt der Warmsektor, der das Gebiet zwischen Warm- und Kaltfront umfaßt und etwa einen Quadranten der Gesamtfläche des Tiefdruckgebietes ausmacht. Er ist in allen Höhen mit Warmluft ausgefüllt und zeigt keine markanten Wettererscheinungen. Die Windströmung im Warmsektor gibt einen Anhaltspunkt für die Zugrichtung des Zyklonenkerns (Warmsektorregel).

Weitere Hinweise für die Zugrichtung eines Tiefdruckgebietes geben die Strömung im 500-mb-Niveau (Steuerung) und selbstverständlich auch die dreistündige Tendenzkarte (vgl. Leitfaden Nr. 2).

Der Durchzug der Kaltfront (blaue Farbe oder ) wird nicht durch einen ausgesprochenen Aufzug eingeleitet, wenn auch bei Annäherung der Kalt-

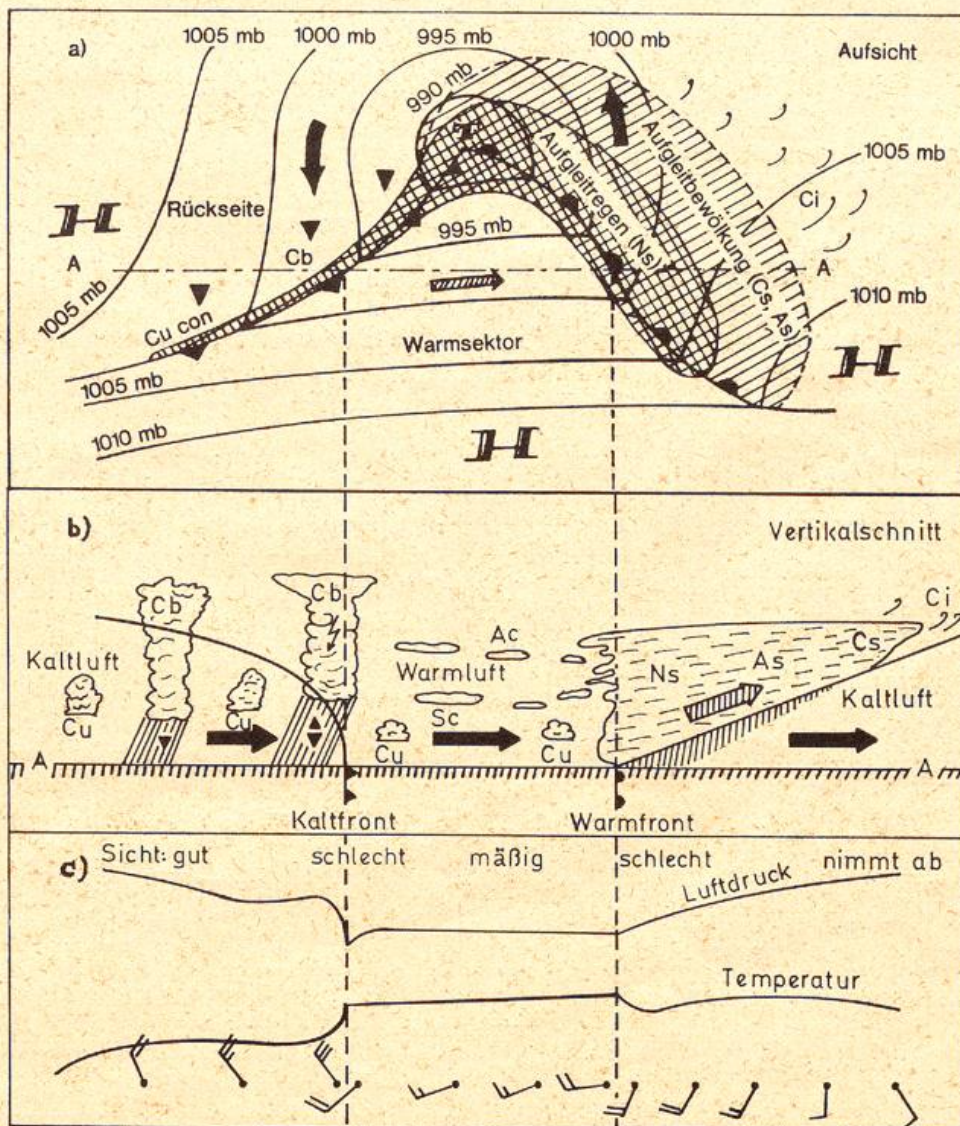


Abb. 65
Die Idealzyklone nach V. BJERKNES
a) in Aufsicht b) im Vertikalschnitt c) Luftdruck-, Temperatur- und Windverlauf längs der Linie A — A

front Ci-, Ac- und As-Felder vorhanden sind. Die typischen Kaltfrontwolken sind Cu bis Cb, die auch die bei einer Kaltfrontpassage markanten Niederschläge als Schauer postfrontal (d. h. hinter der Front) bringen. Das Gebiet hinter der Kaltfront nennt man die Rückseite der Zyklone, wobei das „Rückseitenwetter“ schon zu einem festen Begriff geworden ist.

Die bisherigen Betrachtungen bezogen sich im wesentlichen auf die Darstellung einer Zyklone in der Horizontalen, in der Ebene der Bodenwetterkarte. Eine Erklärung über das Zustandekommen der einzelnen Wolkenformen und der besonderen Wettererscheinungen bringt aber erst die Betrachtung der Verhältnisse in der Vertikalen (Abb. 65 b).

Man erkennt, daß die Kaltluft auf der Vorderseite der Zyklone in Form eines spitzen Keils (Neigungswinkel etwa 1:100) unter der leichteren, über die Kaltluft hinweg aufgleitenden Warmluft der höheren Schichten liegt. Voraussetzung zur Aufgleitbewegung ist die Tatsache, daß sich die Warmluft rascher bewegt als die darunter liegende Kaltluft, daß also die Warmluft der aktivere Faktor des Vorgangs ist. Durch das Aufgleiten kommt es zu einer aufsteigenden Bewegung in der Größenordnung cm/sec, damit zu Temperaturabnahme, Zunahme der relativen Feuchte, Wolkenbildung und Niederschlag. An dieser Warm- oder Aufgleitfront ergeben sich zwanglos der vorher beschriebene Wolkenaufzug und das präfrontale Regengebiet. Am Boden wird das Gegeneinanderströmen durch einen Windsprung (Rückdrehen vor der Front, Rechtsdrehen hinter der Front) mehr oder weniger deutlich markiert. Die Sicht, die unterhalb des Wolkenaufzuges recht gut sein kann, geht im Niederschlagsgebiet zurück und bessert sich im Warmsektor.

Bei der Kaltfront schiebt sich die schwerere und schnellere Rückseitenkaltluft keilförmig unter die vor ihr liegende Warmluft. Die Neigung der Einbruchfläche beträgt etwa $\frac{1}{10}$ bis $\frac{1}{80}$. Hier ist also die Kaltluft der aktive Teil. Dadurch kommt es in der Warmluft zu einer aufsteigenden Bewegung in der Größenordnung von m/sec, also einem gegenüber der Aufgleitbewegung sehr raschen Aufsteigen. Dem entsprechen die Cu- bis Cb-Bewölkung, die Schauerniederschläge und die besonders guten Sichtverhältnisse hinter der Front

außerhalb der Schauer. Der Druckanstieg und der Windsprung sind hier besonders markant. Mit dem Frontdurchgang sind häufig hohe Spitzengeschwindigkeiten mit starker Bögigkeit und je nach der Jahreszeit Frontgewitter verbunden.

Mit dem hier aufgezeigten Stadium hat die Idealzyklone den Höhepunkt ihrer Entwicklung erreicht, es beginnt die Alterung der Zyklone. Sie wird bedingt durch die verschiedenen große Wanderungsgeschwindigkeit der Fronten. Im Fall der Idealzyklone verlagert sich die Kaltfront schneller als die vorauslaufende Warmfront, so daß der zunächst breite Warmsektor immer schmaler wird, bis schließlich, vom Kerngebiet her beginnend, die Kaltfront die Warmfront einholt und sich mit ihr im Bodenkartenbild vereinigt (Abb. 66). In der Vertikalen bedeutet dies, daß am Boden die Kaltluft der Vorderseite und diejenige der Rückseite direkt aneinander stoßen und die leichtere Warmluft in Form einer Schale nach oben abheben. Diesen Vorgang bezeichnet man als Okklusion, und die Spurlinie am Boden, die also alte und frische Kaltluft trennt, die Okklusionsfront. Diese Frontart ist über dem Festland die häufigste, da der Höhepunkt der Entwicklung allgemein bereits über dem Atlantik erreicht wird.

Je nach den Temperaturverhältnissen vor und hinter der Okklusionsfront unterscheidet man zwei Arten von Okklusionen: die Warmfront- und die Kaltfrontokklusion. Ist die vorgelagerte Kaltluft die kältere Masse, so nimmt die Okklusion Warmfrontcharakter an, es entsteht eine Warmfrontokklusion, ist die Rückseitenluft die kältere Masse, so nimmt die Okklusion Kaltfrontcharakter an. Die Wettererscheinungen entsprechen dann denen einer Warm- bzw. Kaltfront. Sind dagegen die beiden Kaltluftmassen fast gleich temperiert, so folgen den Witterungserscheinungen einer Warmfront ohne Unterbrechung diejenigen einer Kaltfront nach.

Die Wanderung der Zyklone hängt von der Höhenströmung ab, diese „steuert“ die Richtung und Geschwindigkeit der Zyklone. Eine noch junge Zyklone

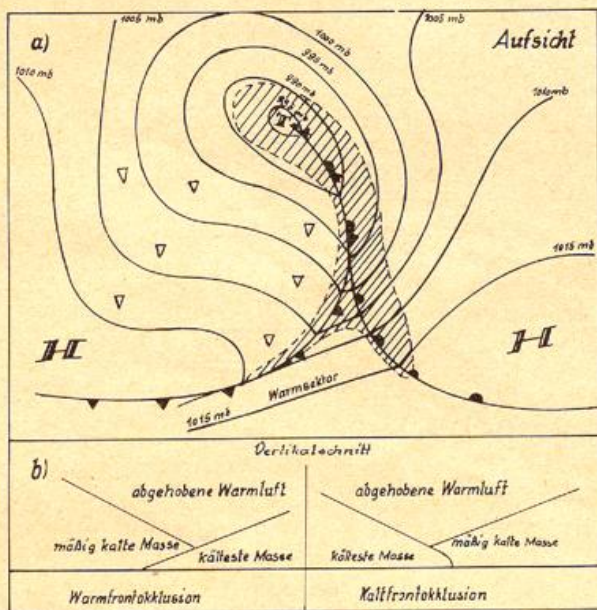


Abb. 66
a) Okkludierte Zyklone in Aufsicht
b) Vertikalschnitte durch eine Warmfront- und eine Kaltfrontokklusion

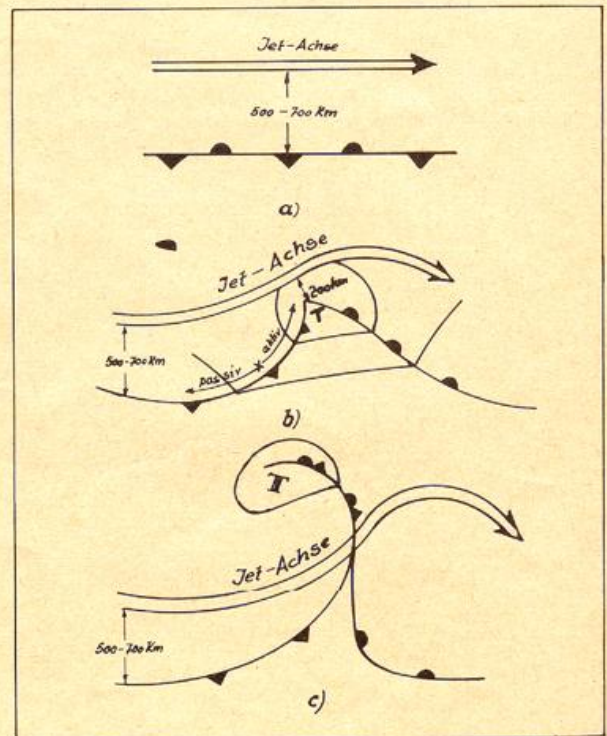


Abb. 67
Strahlstromachse und Frontenverlauf während der Zyklonenentwicklung
a) ungestörte Polarfront b) junge Zyklone
c) okkludierende Zyklone (Zentraltief)

beeinflusst die Höhenströmung noch wenig, sie zieht deshalb praktisch parallel der Höhenströmung weiter. Je kräftiger jedoch eine Zyklone wird, desto mehr wirkt sie umgestaltend auf die Höhenströmung ein, bis sie sich schließlich bis in große Höhen durchsetzt und selbst zu einem Steuerungszentrum, zu einem Zentraltief wird. Mit dieser Entwicklung ist gleichzeitig ein Ausscheren des Tiefzentrums aus der Richtung der Frontalzone bzw. des zugehörigen Strahlstroms festzustellen, wie aus Abb. 67 hervorgeht. Im Teil a) wird gezeigt, wie die noch ungestörte Polarfront parallel zur Achse des Strahlstroms, zur Jetachse liegt. Teil b) läßt erkennen, wie die bereits gut ausgebildete Warmsektorzyklone die Jetachse zu verbiegen beginnt und mit ihrem Zentrum näher an die Achse heranrückt. Mit fortschreitender Entwicklung und Okkludierung verlagert sich der Kern der nunmehr zum Zentraltief gewordenen Zyklone von der warmen zur kalten Seite des Strahlstroms, der nun einen Teil des Strömungsfeldes der Zyklone darstellt (Teil c). Der Grund für das Linksausscheren der Zyklonenbahn liegt in der Tatsache begründet, daß der Druckfall auf der linken Seite des Deltas der Frontalzone am stärksten ist, während auf der rechten Seite teilweise sogar leichter Druckanstieg beobachtet wird.

Zum Schluß der Betrachtung der Idealzyklone sei darauf hingewiesen, daß Untergrundbeschaffenheit und Orographie (Luv- und Leewirkung) das Erscheinungsbild der Idealzyklone stark beeinflussen können und dieses deshalb hauptsächlich über dem Meer in klarer Form zu erkennen ist. Über dem Festland dagegen werden Tiefdruckgebiete in Gestalt von Idealzyklonen seltener angetroffen.

10.4. Wolken- und Wettererscheinungen an Fronten

10.4.1. Warmfronten

Im vorhergehenden Abschnitt 10.3. wurde bereits gezeigt, daß vor und an der Warmfront die Warmluft infolge ihrer größeren frontsenkrechten Geschwindigkeit aktiv über den vorgelagerten Kaltluftberg aufgleitet. Zwischen Kaltluftberg und aufgleitender Warmluft liegt eine Übergangsschicht, die Aufgleitfläche.

Die Neigung der Grenzfläche zwischen aufgleitender Warmluft und Kaltluft beträgt an der steilsten Stelle etwa 1:100. Ihre horizontale Erstreckung vor der Bodenfront reicht etwa bis 1000 km. Bei einer Nordsüderstreckung der Front von ebenfalls 1000 km ergibt sich so eine ausgedehnte Aufgleitfläche, an der die Warmluft emporgehoben wird und sich dabei adiabatisch um 1°C pro 100 m Hebung abkühlt. Die Hebung ist so hochreichend, daß das Hebungskondensationsniveau im ganzen Aufgleitbereich erreicht wird und sich ein ausgedehnter Wolkenschirm bildet.

Die Art der Bewölkung der Aufgleitfläche wird von dem Grad der Feuchtstabilität bzw. -labilität der aufgleitenden Warmluft bestimmt. Man unterscheidet darum zwei Warmfronttypen (Abb. 68).

- 1) die stabile Warmfront, wenn die aufgleitende Warmluft feucht-stabil geschichtet ist,
- 2) die labile Warmfront, wenn die aufgleitende Warmluft feucht-labil geschichtet ist.

10.4.1.1. Die stabile Warmfront

Der vorherrschende Typ ist die stabile Warmfront, denn die aufgleitende Warmluft ist normalerweise eine maritime Subtropikluft, die einen weiten Weg über den kühleren Atlantik zurückgelegt hat und dabei von unten her abgekühlt und stabilisiert wird. Die sich bildenden Aufgleitwolken sind darum Schichtwolken.

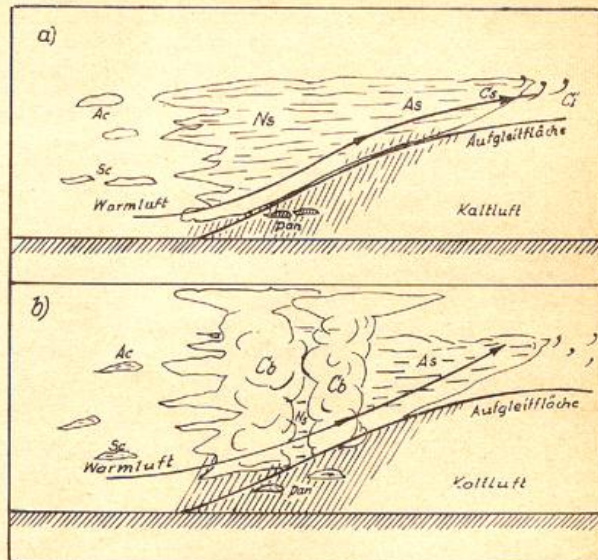


Abb. 68
Vertikalschnitte durch eine stabile (a) und eine labile (b) Warmfront

Der Aufzug beginnt mit Cirrus fibratus oder Cirrus uncinus. Mit fortschreitendem Aufzug verdichtet sich der Cirrus zu einem Cirrostratus und wächst nach unten, bis schließlich Schichten mit höheren Temperaturen erfaßt werden, in denen sich nicht nur Eiskristalle bilden, sondern auch unterkühlte Wassertröpfchen erhalten können und mit den Eiskristallen eine Mischwolke bilden, den Altostratus, der mit Annäherung an die Front immer weiter nach unten absinkt und darum immer mehr unterkühlte Tröpfchen enthält. Wegen der starken Eisübersättigung in Mischwolken wachsen die Eiskristalle durch Sublimation zu verzweigten Schneekristallen, die anfangs unter den Wolken noch verdunsten, aber mehrere 100 km vor der Front schließlich doch als anhaltender leichter bis mäßiger Schnee oder Regen den Erdboden erreichen. Die Intensität des Niederschlages richtet sich nach der Stärke der Vertikalbewegung. Größenordnungsgemäß ergibt eine Vertikalbewegung von 5 cm/sec in einer 3 km mächtigen Wolke mit einer Basistemperatur zwischen 10° und 20° C eine Niederschlagsintensität von 1 mm pro Stunde. Die Aufgleitbewegungen bei Warmfronten liegen in dieser Größenordnung. Da der ausfallende Niederschlag die Schichten unter dem Altostratus mit Feuchtigkeit anreichert, wächst die Bewölkung rasch nach unten zu einem Nimbostratus. Durch den aus größeren Höhen fallenden kalten Niederschlag werden die unterhalb der Wolke liegenden Luftschichten abgekühlt und labilisiert. Zusammen mit der starken Reibungsturbulenz in Bodennähe führt dies in den unteren, durch den Niederschlag mit Feuchtigkeit angereicherten Luftschichten zur Ausbildung von Turbulenzwolken, den Schlechtwetterfetzen oder Pannuswolken.

Diese reine Aufgleitbewölkung und die damit verbundenen Niederschläge treten normalerweise nur im zyklonalen Teil der Warmfront auf. Der Temp zeigt an der Aufgleitfläche meist keine markante Aufgleitinversion, sondern nur eine Gradientabschwächung in einer Übergangsschicht von der Kaltluft am Boden in die Warmluft darüber. Am Südrande einer Warmfront, wo bereits Hochdruckeinfluß zu einer Abschwächung der Aufgleitvorgänge führt, ist die Inversion zwischen der Kaltluft und der aufgleitenden Warmluft besser ausgeprägt. Wogenbildung an der Inversion und die schon erwähnte Entstehung dünner labiler Schichten durch Strahlungsabkühlungen der Wolkenobergrenze führen hier häufig zur Auflockerung des Cirrostratus und Altostratus in Cirrocumulus und Altocumulus undulatus oder in

Schäufchenwolken. Die Aufgleitniederschläge bleiben dann nur gering oder fallen ganz weg. Zwischen der echten Aufgleitbewölkung und dieser Randbewölkung treten Mischformen auf.

10.4.1.2. Die labile Warmfront

Die labile Warmfront wird nur selten beobachtet. Sie tritt dann auf, wenn die aufgleitende Warmluft feucht-labil geschichtet ist oder durch die Hebungsvorgänge eine labile Schichtung entsteht. Voraussetzung für die Zufuhr labil geschichteter Warmluft ist, daß diese keine langen Strecken über stabilisierenden kühlen Meeresoberflächen zurücklegen muß, sondern auf kürzerem Wege und über warme Meeresflächen nach Europa gelangt. Dies ist dann der Fall, wenn die Luft von Afrika her über das warme Mittelmeer geführt wird, bei Südwest-, Süd- und Südost-Lagen. Im Gebiet stärksten Aufgleitens vor der Front sind dann in den Nimbostratus darüber hinauschießende Cumulonimben eingelagert, die man von unten nur durch ihre schauerartigen, oft mit Hagel und Gewitter verbundenen Niederschläge erkennen kann.

10.4.2. Kaltfront

Bei den Kaltfronten lassen sich zwei grundverschiedene Typen unterscheiden:

- 1) die aktive Kaltfront,
- 2) die passive Kaltfront.

Bei der aktiven Kaltfront nimmt die frontsenkrechte Komponente des Windes mit der Höhe zu, bei der passiven nimmt sie ab. Aus der Lage der Zyklone und ihrer Fronten zum Strahlstrom (s. Abb. 67) ergibt sich, daß der in der Nähe des Zyklonenzentrums liegende Teil der Kaltfront in der stärksten Höhenströmung liegt, die zudem dort einen großen Winkel mit der Kaltfront bildet, so daß auch die Geschwindigkeit der Kaltluft und damit der Kaltfront im zentralen Teil der Zyklone am größten ist. Mit zunehmender Entfernung der Kaltfront vom Zyklonenzentrum wird ihre Erstreckung mehr und mehr parallel der Höhenströmung, die Geschwindigkeit der Kaltluft wird geringer. Die aktive Kaltfront findet man deshalb im zentralen Teil, die passive am Rand der Zyklone. Die passive Kaltfront ist außerdem häufig auf der Ostflanke von Langwellentrögen z. B. Vb-Lagen.

10.4.2.1. Die aktive Kaltfront

Wenn der frontsenkrechte Wind mit der Höhe zunimmt, dann führt die stärkere Höhenströmung in den höheren und mittleren Troposphärenschichten ständig frische Kaltluft heran, die der Bodenkaltluft vorseilt und sich darum in der Höhe über die Warmluft schiebt. Dadurch wird der vertikale Temperaturgradient zwischen der Warmluft und der darüber vordringenden Kaltluft so lange vergrößert, bis die Schichtung labil wird, und zwar bei nicht gesättigter Luft, bis das vertikale Temperaturgefälle größer als 1°C pro 100 m wird, und bei Wolkenluft, bis es den jeweiligen feuchtadiabatischen Wert überschreitet. Dann finden vertikale Umlagerungen statt in Form von Konvektion, wobei die kältere Luft von oben herabfällt und die wärmere Luft nach oben aufsteigt.

Die Labilisierung schreitet von oben nach unten mit Annäherung an die Bodenfront fort und stellt eine Parallele zur Labilisierung durch Erwärmung vom Untergrund her, allerdings mit umgekehrter Richtung, dar. Unterhalb der labilen Umlagerungsschicht befindet sich noch die präfrontale Warmluft, während der Raum darüber bereits von der Kaltluft eingenommen wird. In der labilen Schicht zwischen der Warmluft am Boden

und der Kaltluft in der Höhe kommt es zu konvektivem Emporstrudeln der Warmluft ähnlich wie bei Bodenthermik. Man muß sich nur die Erdoberfläche nach oben an die Obergrenze der Warmluft versetzt denken, dorthin, wo das überadiabatische Temperaturgefälle beginnt.

Für die Wolkenbildung gelten dieselben Überlegungen wie bei der früher besprochenen Cumulusbildung. Wenn die aufsteigende Warmluft ihr Konvektions-Kondensationsniveau (KKN) erreicht (Schnittpunkt des Mischungsverhältnisses mit der Zustandskurve), dann erfolgt das weitere Aufsteigen feuchtadiabatisch bis zum Schnittpunkt der Feuchtadiabaten mit der Zustandskurve der Kaltluft (Abb. 69). Hierbei muß beachtet wer-

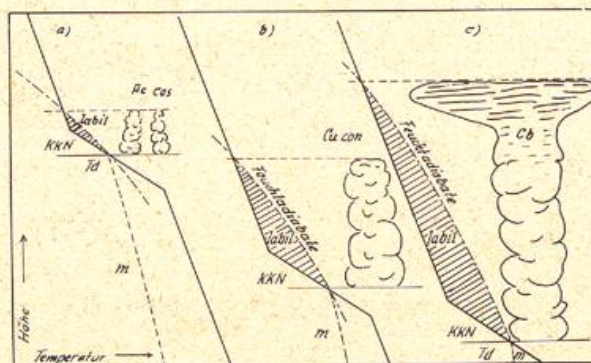


Abb. 69
Von oben nach unten fortschreitende Labilisierung bei voraussetzender Höhenkaltluft (Stadium a geht in b und schließlich in c über)

den, daß die konvektive Umlagerungszone eine Mischungszzone darstellt, in der sich die absoluten Feuchten der Kaltluft und Warmluft mischen und ein mittleres Mischungsverhältnis ergeben, das normalerweise kleiner ist als das der Warmluft, aber größer als das der Kaltluft. Dadurch werden die Bedingungen für die Wolkenbildung etwas ungünstiger.

Die aufsteigende Warmluft erreicht um so eher ihr Kondensationsniveau, je feuchter sie ist. Außerdem spielt aber auch die Höhe der labilen Umlagerungsschicht eine Rolle, und diese hängt ganz von dem Verlauf der beiden Temperaturkurven in der Warmluft und in der Kaltluft ab. Die labile Umlagerungsschicht ist bei gleichem Temperaturgefälle in beiden Luftmassen um so mächtiger, je weniger stabil diese geschichtet sind und je größer der Temperaturunterschied zwischen der Warmluft und der Kaltluft ist. Die Höhe der labilen Umlagerungsschicht ist um so größer, je mehr die Differenz der Temperaturgradienten in beiden Luftmassen beträgt, je labiler also die Kaltluft gegenüber der Warmluft ist. Unter bestimmten günstigen Bedingungen kann der Frontbereich einer aktiven Kaltfront auch dann feuchtlabil geschichtet sein, wenn Warm- und Kaltfront je für sich stabil geschichtet sind. Dies gilt besonders bei einem großen Feuchtegehalt der Luft. Die konvektiven Umlagerungen durch das Vorseilen der Kaltluft in der Höhe haben noch eine weitere, für das Wettergeschehen wichtige Folge im Frontbereich. Da der Wind am Boden schwächer ist als in der Höhe, wird im Frontbereich durch die vertikale Umlagerung die geringere Bewegungsgröße von unten nach oben und die größere von oben nach unten transportiert, womit in der Höhe eine Verminderung und am Boden eine Vergrößerung der Windgeschwindigkeit verbunden ist. Wie man aus der schematischen Darstellung der Abb. 70 a) entnehmen kann, ergibt sich daraus in der Höhe unmittelbar vor der labilen Umlagerungszone ein Massenabfluß (Divergenz) und dahinter ein Massenzufluß (Konvergenz) und unten umgekehrt. Das hat die mit den gestrichelten Pfeilen dargestellten Vertikalbewe-

gungen zur Folge, und zwar Hebung vor der Konvektionsfront und Absinken dahinter.

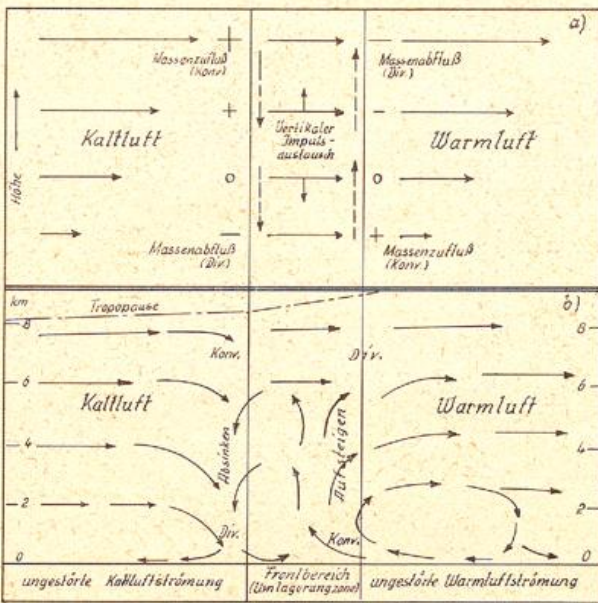


Abb. 70

a) Entstehung von Massenzufluß (Konvergenz) und Massenafluß (Divergenz) in einer konvektiven Umlagerungszone
 b) daraus abgeleitetes Zirkulationsschema einer aktiven Kaltfront

Somit besteht der Bereich der aktiven Kaltfront aus einer präfrontalen Hebungzone in der Warmluft, der Umlagerungszone und einem postfrontalen Absinkgebiet in der Kaltluft. Die Abb. 70 b) wendet dieses Schema auf das Strömungsfeld einer aktiven Kaltfront mit den entsprechenden Vertikalbewegungen an.

Je nach der Schichtung der Warmluft und der frontalen Umlagerungszone kann man 3 Typen von aktiven Kaltfronten unterscheiden, die recht verschiedene Bewölkungs- und Niederschlagsverhältnisse aufweisen:

- 1) stabiler Typ (Winter)
 Warmluft stabil mit Schichtbewölkung
 Frontbereich stabil mit Schichtbewölkung
- 2) Haupttyp (alle Jahreszeiten)
 Warmluft stabil mit Schichtbewölkung
 Frontbereich labil mit Konvektionswolken
- 3) labiler Typ (Sommer)
 Warmluft labil mit Konvektionswolken
 Frontbereich labil mit Konvektionswolken.

Die Abb. 71 zeigt Vertikalschnitte durch die drei genannten Kaltfronttypen.

1) Stabiler Typ der aktiven Kaltfront

Im Winter ist im allgemeinen sowohl die Warmluft als auch die Rückseitenkaltluft einer Zyklone durch die stabilisierende Wirkung des kalten Festlandes stabil geschichtet, so daß auch der Frontbereich keine hochreichenden labilen Umlagerungen erfährt und somit im präfrontalen wie im frontalen Bereich der Kaltfront Schichtbewölkung vorherrscht (Abb. 71 a).

Das Bewölkungsfeld beginnt mit Altostratus und Altostratus, manchmal auch Cirrostratus, und sinkt im Frontbereich immer mehr ab zu Nimbostratus, oft von Pannusfetzen begleitet. Der Altostratus und Nimbostratus sind mit gleichmäßigem Regen- oder Schneefall verbunden, der im Frontbereich eine Verstärkung erfährt. In der postfrontalen Absinkzone reißt die Bewölkung auf und der Niederschlag läßt nach. Dieses Bewölkungs- und Niederschlagsfeld ähnelt der Warmfront. Seine horizontale Ausdehnung ist jedoch bei allen

aktiven Kaltfronten um eine bis zwei Größenordnungen geringer als bei einer Warmfront und beträgt nur etwa 10–100 km.

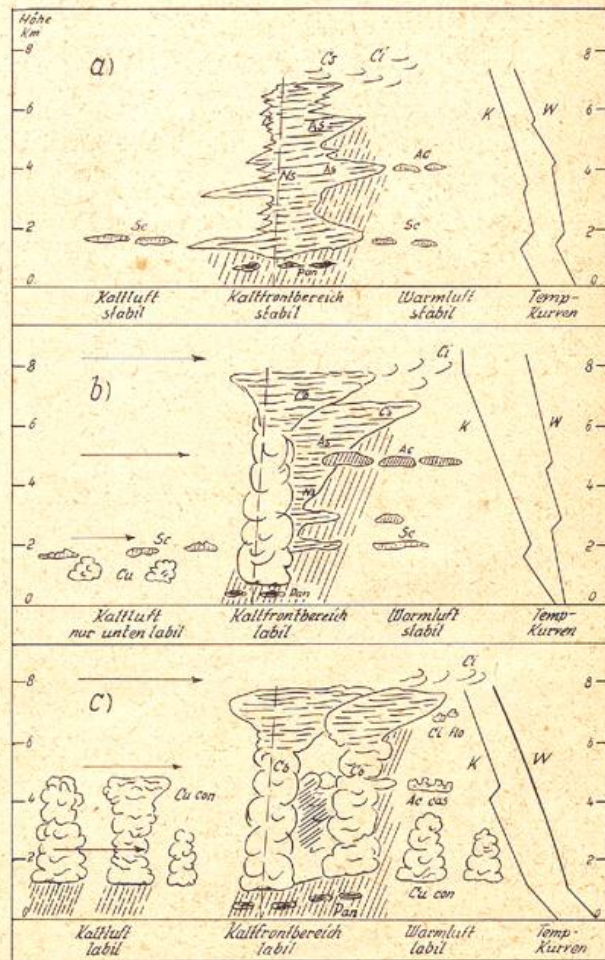


Abb. 71

Vertikalschnitt durch eine aktive Kaltfront
 a) stabiler Typ b) Haupttyp c) labiler Typ

Im Winter kann das obere Bewölkungsfeld dieser Kaltfront bei Vorhandensein einer extremen Bodenkaltluftschicht durch eine dichte Hochnebeldecke unter der Inversion verdeckt sein. Dann erkennt man den Frontdurchgang von unten nur im Frontregen und im Luftdruckgang. Auch das postfrontale Aufheuern ist nicht sichtbar. Man kann in einem solchen Fall auch von einer Höhenkaltfront sprechen (siehe 4). Führt in einem solchen Fall die präfrontale Windauffrischung zu einer turbulenten Beseitigung der Bodenkaltluft, dann bringt die Kaltfront eine Erwärmung, sie wird zu einer „maskierten“ Kaltfront. Der Stratus löst sich dann vor der Front auf, so daß die postfrontale Aufheuerung erkennbar wird und mit einer markanten Sichtbesserung verbunden ist.

2) Haupttyp der aktiven Kaltfront

Beim Haupttyp der aktiven Kaltfront ist die Warmluft stabil geschichtet, aber der Frontbereich labil (Abb. 71 b). Dieser Typ kommt in allen Jahreszeiten vor. Da die Warmluft stabil geschichtet ist und oft durch Inversionen einen mehrschichtigen Temperatur- und Feuchteaufbau besitzt, erscheinen in der präfrontalen Hebungzone der Warmluft oft schichtförmige Wolkenfelder, beginnend mit Cirrus, der zum Teil auch durch den starken Höhenwind aus den frontalen Cumulonimben herausgetragen wird. Es folgen Cirrostratus, Altostratus oder Altostratus und schließlich die konvek-

tive Umlagerungsfront mit Cumulonimbus. Der Altostratus liefert gleichmäßige Regen- oder Schneefälle, welche sich beim Durchgang der Cumulonimbusfront schauerartig verstärken und bei besonders hochreichender Labilität im Frontbereich auch mit Hagel oder Gewittertätigkeit verbunden sein können. Die Niederschlagswolken sind infolge der Feuchteanreicherung durch den verdunsteten Niederschlag in Verbindung mit der Bodenturbulenz meist von Pannus-Wolken begleitet. Die postfrontale Absinkzone führt zu einer plötzlichen Aufheiterung hinter der Bodenfront. Das weitere postfrontale Wettergeschehen hängt ganz von der Schichtung der Kaltluft und der Zyklonalität der Strömung ab. Zyklonale Isobaren in der Kaltluft sind im allgemeinen mit Schauerwetter verbunden. Antizyklonale Isobarenkrümmung ist mit divergenter Bodenströmung und Absinken verknüpft, das die Schauerfähigkeit unterdrückt, weil die Cumuluswolken durch entstehende Absinkinversionen nicht mehr bis ins Vereisungsniveau vorstoßen.

3) Labiler Typ der aktiven Kaltfront

Der labile Typ der Kaltfront erfordert eine feuchtlabile Schichtung der Warmluft; auch der Frontbereich ist labil geschichtet (Abb. 71 c).

Dieser Typ der aktiven Kaltfront kommt bevorzugt in der warmen Jahreszeit vor, wenn die Warmluft über dem Festland durch Aufheizen von unten labilisiert wird. Sie ist am häufigsten, wenn die präfrontale Warmluft einen längeren Weg über das erhitze Festland zurücklegen mußte, für Mitteleuropa also bei einer von Spanien über Frankreich nach Nordosten verlaufenden Frontalzone an der Ostflanke eines Höhentrog vor der westeuropäischen Küste und an der Westflanke eines Höhenkeiles über Mitteleuropa. Begünstigt wird die Labilisierung noch dadurch, daß diese Gebiete mit einer Abnahme zyklonaler Krümmung und einer Zunahme antizyklonaler Krümmung der Strombahnen verbunden sind und darum bevorzugte Orte für Zyklonogenese darstellen.

Da die Warmluft labil geschichtet ist, führt die präfrontale Hebung bereits zu Konvektionswolken im hohen und mittelhohen Stockwerk, zu Castellanus- und Floccuswolken oder manchmal chaotisch aussehendem Himmel, während vom Boden her tagsüber infolge der Einstrahlung Cumuluswolken immer höher wachsen. Wenn sie Anschluß an die obere Advektionslabilität gewinnen, schießen sie zu mächtigen präfrontalen Schauer- oder gar Gewittertürmen hoch. Es folgen den präfrontalen Konvektionswolken die frontalen Cumulonimben der labilen Umlagerungszone. Die Wettererscheinungen sind dabei im allgemeinen heftiger als beim Haupttyp und sehr oft mit starken Gewittern und stürmischen Windböen verbunden.

Nicht selten verlagern sich die fronthaften Erscheinungen in die bereits geschilderte präfrontale Umlagerungszone, die sich dann zu einer der Kaltfront voraus-eilenden, selbständigen Gewitter- und Böenlinie entwickelt, im englisch-amerikanischen Sprachgebrauch als „Line Squall“ bekannt. Diese Böenlinie kann der ursprünglichen Kaltfront bis mehrere 100 km voraus-eilen, sie entwickelt dann die intensivsten Wettererscheinungen, wobei in Europa verheerende Tromben und in Amerika die gefürchteten Tornados auftreten. Beim Durchgang der Böenlinie erfolgt allgemein ein deutlicher Temperaturrückgang, der nicht durch Advektion kälterer Luft, sondern durch die in den Gewittern herabstürzenden Eis- und Regenmassen zustandekommt, die nicht nur die tieferen Temperaturen der höheren Schichten mitbringen, sondern auch zur Abgabe einer großen Schmelz- und Verdunstungswärme führen. Die Feuchttemperatur (Temperatur des feuchten Thermometers) erfährt dabei keine wesentliche Änderung,

während sie bei einem echten Kaltfrontdurchgang deutlich absinkt.

Die Böenlinie schafft sich wie die bereits geschilderte frontale Umlagerungszone infolge des damit verbundenen vertikalen Impulsaustausches ihr eigenes Druckfallgebiet vor der Front- und ein Steiggebiet dahinter. Es bildet sich so ein Druckminimum an der Böenlinie aus. Der nachfolgende Druckanstieg überlagert nicht selten die ursprüngliche Kaltfront und schwächt ihre Erscheinungen so stark ab, daß die Kaltfront bei der Analyse der Wetterkarte nicht selten zur vorderen Tiefdruckrinne und Konvergenzlinie verlagert wird. Es ergeben sich dann erheblich übergradientische Verlagerungsgeschwindigkeiten der Kaltfront von einer Wetterkarte zur anderen. Da solche Böenfronten eine Erscheinung der fortschreitenden Labilisierung in der Höhe sind, zeigen ihre Vorboten, die Castellanus- und Floccuswolken, eine hohe Wahrscheinlichkeit für ihre Entwicklung in den Nachmittagsstunden an.

Auch der labilen aktiven Kaltfront folgt eine postfrontale Aufheiterung, sofern als eigentliche Kaltfront nicht die präfrontale Böenlinie betrachtet wird. Das postfrontale Wettergeschehen in der Kaltluft hängt wiederum vom Grad ihrer Stabilität und der Zyklonalität ihrer Strömung ab.

4) Höhenkaltfront

Die Höhenkaltfront stellt einen Sonderfall der aktiven Kaltfront dar. Bei geeigneten vertikalen Windverteilungen kann es vorkommen, daß Kaltluft nur in der Höhe herangeführt wird, während in den tieferen Schichten die Warmluft erhalten bleibt.

Das ist zum Beispiel der Fall, wenn der Wind in den unteren Schichten parallel zu den Isothermen verläuft und darüber nach links dreht. Verstärkt wird dieser Vorgang dann, wenn der Wind in den tieferen Schichten sogar eine Komponente von warm nach kalt besitzt und in der Höhe nach links dreht. Es kommt dabei zu einer Labilisierung in dieser oberen Zone, die aber nur dann bis zum Boden durchdringt, wenn die Warmluft labil geschichtet ist (labile aktive Kaltfront). Besitzt die Warmluft kräftige Absinkinversionen, wie z. B. an der Westflanke eines stationären Hochs, dann kann sich die Labilisierung nicht bis zum Boden durchsetzen und das Vordringen der Kaltluft mit ihren labilen Umlagerungen findet nur in der Höhe statt. Dringt eine Höhenkaltfront in Gebiete mit labiler Bodenwarmluft vor, dann kann sie sich zunehmend nach unten ausbreiten, und es kann sich eine ursprünglich harmlose Höhenkaltfront zu einer heftigen Unwetterfront umwandeln.

Die Wolken der Höhenkaltfront entsprechen dem oberen Teil einer stabilen Kaltfront oder dem Haupttyp. Da sie sich auf höhere Schichten beschränken, erreichen die Niederschläge nicht immer den Erdboden. Das Niederschlagsfeld ist weniger breit und nicht so intensiv. Bei stärkerer Labilität im Frontbereich sind bei der Höhenkaltfront nach Art des Haupttyps Höhengewitter möglich, die oft auch nachts infolge Ausstrahlungslabilisierung an der Wolkenobergrenze andauern.

10.4.2.2. Die passive Kaltfront

Die passive Kaltfront besitzt keine Zunahme der frontsenkrechten Komponente des Windes mit der Höhe. Darum entfällt dort das Voraus-eilen der Kaltluft in der Höhe und die Labilisierung unmittelbar vor der Front, es schiebt sich vielmehr die Kaltluft keilförmig unter die Warmluft und zwingt sie zu passivem Aufgleiten. Je nach der Schichtung der Warmluft kann man hier zwei Typen von passiven Kaltfronten unterscheiden: 1) stabiler Typ (Winter), Warmluft stabil geschichtet (Abb. 72 a); 2) labiler Typ (Sommer), Warmluft labil geschichtet (Abb. 72 b).

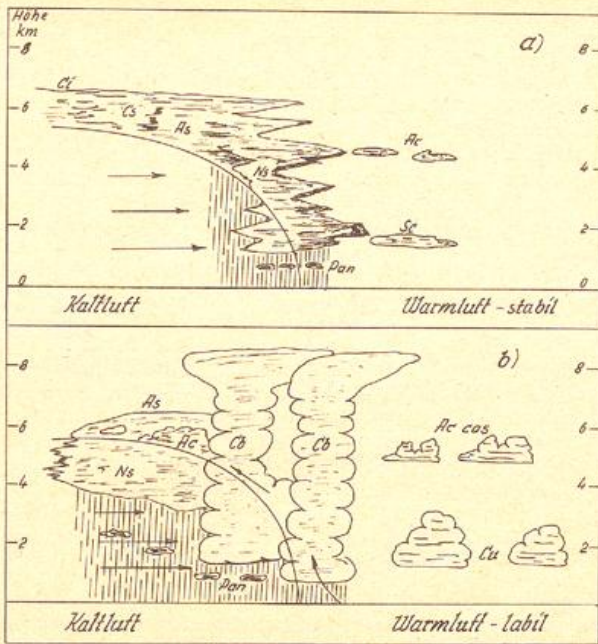


Abb. 72
Vertikalschnitt durch eine passive Kaltfront
a) stabiler Typ b) labiler Typ

1) Stabiler Typ der passiven Kaltfront

Die Warmluft besitzt bei diesem Typ (72 a) einen schichtförmigen Aufbau mit mehreren Inversionen, unter denen die Luftfeuchtigkeit am größten ist. Bei beginnender Hebung der Warmluft bilden sich in diesen feuchten Schichten die ersten Altostratus- und Strato-cumulusbänke, die zunehmend mächtiger werden und hinter der Front zu einem mächtigen Nimbostratus zusammenwachsen. Daraus fällt schwacher bis mäßiger anhaltender Regen oder Schnee, der die bodennahen Luftschichten durch Verdunstung mit Feuchtigkeit anreichert und so in Verbindung mit der Bodenturbulenz oft Schlechtwetterfetzen (pannus) bildet. Mit zunehmendem Abstand von der Front hebt sich die Bewölkung an und wird dünner. Der Nimbostratus geht in einen Altostratus über, der sich allmählich in einzelne Alto-cumulusfelder auflöst. Der Niederschlag wird schwächer und läßt langsam nach. Durch abziehende Cirrostratus oder Cirrus scheint schließlich die Sonne wieder durch. Es ergibt sich so beim stabilen Typ der passiven Kaltfront ein umgekehrtes Bild in der Wolken- und Niederschlagsfolge wie bei der Warmfront, wobei das Schlechtwettergebiet hinter der Kaltfront liegt und die horizontale Erstreckung wesentlich geringer ist.

Dieser stabile Typ der passiven Kaltfront kommt hauptsächlich in der kalten Jahreszeit vor, weil dann die Warmluft am stabilsten geschichtet ist.

2) Labiler Typ der passiven Kaltfront

Bei diesem Kaltfronttyp (Abb. 72 b) ist die Warmluft feuchtlabil geschichtet. Das ist fast nur in der warmen Jahreszeit bei südwestlicher bis südlicher Höhenströmung der Fall, so daß feuchte Warmluft von Südwesten bis Südosten einströmt und über dem Festland stark überhitzt wird. Die an der Kaltfront zum Aufsteigen gezwungene Warmluft schießt nach Erreichen des Hebungskondensationsniveaus (HKN) oft bis zur Tropopause hoch und bildet eine mächtige Cumulonimbuswand mit Schauer- oder Gewitterniederschlägen. Die der Cumulonimbusfront folgende Abwindzone reicht oft nicht aus, die Wolkendecke an der Aufgleitfront aufzureißen, da weiteres Aufgleiten an dem Kaltluftkeil dem entgegenwirkt, so daß es nur zu einem vorübergehenden Abschwächen oder Nachlassen der Nieder-

schläge kommt. Außerhalb der Abwindzone unmittelbar hinter der ersten Cumulonimbusfront können neue Cumuluszellen bis in Vereisungshöhen hochschießen und so weitere Schauer- oder Gewitterherde bilden. Über allmählich dünner werdenden Nimbostratus, Altostratus und Altocumulus setzt schließlich Wetterbesserung ein.

10.4.3. Okklusion

Es wurde bereits gezeigt, daß die Kaltfront einer Zyklone schneller fortschreitet als die vorausgehende Warmfront, und daß dadurch der zwischen beiden Fronten liegende Warmsektor zunehmend eingeschnürt wird, bis Vorder- und Rückseitenkaltluft aneinander grenzen und die Warmluft vom Boden abgehoben wird. Die neue Grenzfläche zwischen den beiden Kaltluftmassen nennt man Okklusionsfläche und ihre Schnittlinie mit der Erdoberfläche die Okklusionsfront. Der Punkt an der Erdoberfläche, bis zu dem der Okklusionsprozeß zum Zentrum der Zyklone bereits fortgeschritten ist, wo also Kaltfront und Warmfront sich wieder trennen, ist der Okklusionspunkt. Vor Beginn des Okklusionsprozesses liegt er im Zentrum der Zyklone.

Durch den Okklusionsprozeß wird die Warmluft zunehmend durch Kaltluft ersetzt, bis die ganze Zyklone mit Kaltluft angefüllt ist. Es wurde ferner bereits darauf hingewiesen, daß man je nach der thermischen Beschaffenheit der beiden aneindergrenzenden Kaltluftmassen zwei Arten von Okklusionen unterscheidet (Abb. 73)

1) Warmluftokklusion, wenn die Rückseitenkaltluft wärmer ist als die Vorderseitenkaltluft,

2) Kaltfrontokklusion, wenn die Rückseitenkaltluft kälter ist als die Vorderseitenkaltluft.

Zum Okklusionsprozeß gehört eine aktiv vordringende Kaltluft mit Windzunahme in der Höhe, denn nur sie ist infolge ihres Voreilens in der Höhe und der damit verbundenen Labilisierung in der Lage, als Konvektionswalze die Wirkung der Bodenreibung abzuschwächen und darum schneller fortzuschreiten als die Warmfront.

Die Okklusion stellt demnach eine Vereinigung einer Warmfront und einer aktiven Kaltfront dar, wobei diese bei einer Warmfrontokklusion als wärmere Kaltluft (WK) über die kältere Vorderseitenkaltluft (KK) aufgleitet (Abb. 73 a) und bei einer Kaltfrontokklusion als kältere Kaltluft (KK) in die wärmere Vorderseitenkaltluft (WK) einbricht (Abb. 73 b).

10.4.3.1. Warmfrontokklusion

Die Warmfrontokklusion (Abb. 73 a) tritt im allgemeinen nur in der kälteren Jahreszeit auf, wenn die Vorderseitenkaltluft der Zyklone über dem Festland eine starke Bodenabkühlung erfährt und die Rückseitenkaltluft aus maritimer Polarluft besteht, die dann wesentlich wärmer sein kann. Der Durchgang dieser Okklusion ist darum mit einer Erwärmung verbunden.

Auch bei der Warmfrontokklusion eilt die Rückseitenkaltluft in der Höhe voraus. Sie labilisiert aber nur die aufgleitende Warmluft. An der kälteren Vorderseitenkaltluft gleitet sie selbst auf, so daß die konvektive Umlagerungsfront nur bis zur Obergrenze der Vorderseitenkaltluft herabreicht und darum eine Höhenkaltfront darstellt, die dort eine Abkühlung bringt. Vor dieser Höhenkaltfront liegt der Wolkenschirm der bei der Abhebung aufgleitenden Warmluft, und dahinter folgt die Aufgleitfläche der wärmeren Rückseitenkaltluft. Die Aufgleitbewegung ist aber stark von dem postfrontalen Absinken der Höhenkaltfront überlagert, so daß keine hochreichende Wolkendecke in dieser Aufgleitfläche entsteht. Als Wolkenfolge ergibt sich daraus: Cirrus, Cirro-

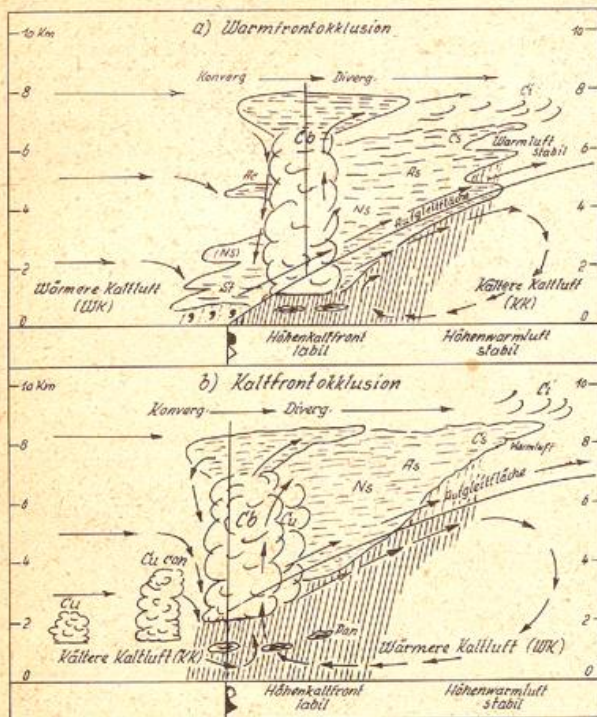


Abb. 73
Vertikalschnitt durch eine Okklusion
a) Warmfrontokklusion b) Kaltfrontokklusion

stratus, Altostratus, manchmal Nimbostratus, Cumulonimbus mit Pannus und Stratus.

Da im Winter die Luftmassen über dem Festland stabilisiert werden, fehlt nicht selten der Cumulonimbus, an seiner Stelle bildet sich ein Nimbostratus. Die entsprechenden Niederschläge bestehen aus anhaltendem leichtem Regen oder Schnee, die sich im Bereich der Höhenkaltfront schauerartig verstärken. Sie gehen dann über leichten Regen zu Sprühregen über und hören beim Frontdurchgang am Boden oder sogar schon davor auf. Mit fortschreitendem Okklusionsprozeß wird auch bei der Warmfrontokklusion der Aufgleitschirm der abgeschnittenen Warmluft in der Höhe und das dazugehörige Niederschlagsfeld immer schmäler.

10.4.3.2. Kaltfrontokklusion

Die Kaltfrontokklusion ist der häufigste Okklusionstyp (Abb. 73b). Er tritt im Sommer fast ausschließlich und in den Übergangsjahreszeiten überwiegend auf. Es ist dann die maritime Rückseitenkaltluft einer Zyklone kälter als die über dem Festland erwärmte Vorderseitenkaltluft, so daß mit Durchgang der Okklusionsfront ein Temperaturrückgang stattfindet.

Die kältere Rückseitenkaltluft eilt in der Höhe voraus und labilisiert sowohl die dort noch lagernde Warmluft als auch die eingeholte Vorderseitenkaltluft am Boden. Ihr Einbrechen ist darum mit einer vom Boden bis in große Höhen reichenden konvektiven Umlagerung verbunden. Vor der konvektiven Umlagerungsfront befindet sich in der Höhe noch die Aufgleiffläche der vom Boden abgeschnittenen Warmluft.

Bewölkungsmäßig setzt sich die Kaltfrontokklusion darum aus dem verkürzten Aufgleitschirm der aufgleitenden Warmluft und der konvektiven Umlagerungsbewölkung der einbrechenden Kaltluft zusammen. Es ergibt sich als Wolkenfolge: Cirrus, Cirrostratus, Altostratus, Nimbostratus, Cumulonimbus und Pannus. Bei fortschreitendem Okklusionsprozeß wird das Wolkenfeld der aufgleitenden Warmluft immer mehr von hinten aufgerollt, bis schließlich nur noch hohe Bewölkung

übrig bleibt. Die Kaltfrontokklusion hat sich dann in eine echte Kaltfront umgewandelt.

Das Niederschlagsfeld der Kaltfrontokklusion setzt sich (genauso wie das Wolkenfeld) aus dem Warmfrontniederschlag und dem anschließenden Niederschlag der aktiven Kaltfront zusammen. Es besteht aus Regen oder Schnee und verstärkt sich im Frontbereich schauerartig. Im Sommer ist der Frontdurchgang manchmal mit Gewitter und Hagel verbunden.

Sowohl die Wolken als auch die Niederschläge einer Kaltfrontokklusion ähneln sehr denen des Haupttyps der aktiven Kaltfront (71b), ihre präfrontale Ausdehnung ist jedoch größer. Da die abgehobene Warmluft im Sommer labile Schichtung besitzen kann, ist auch der Fall einer labilen Kaltfrontokklusion möglich, die sich aus einer labilen Warmfront und einer labilen aktiven Kaltfront zusammensetzt. In diesem Fall ist aber bereits der Ns von Cb durchsetzt, der Niederschlag ist zeitweise schauerartig.

10.5. Frontunabhängige Schlechtwettergebiete.

In den Abschnitten 10.3. und 10.4. haben wir die Fronten als ausgesprochene Schlechtwettergebiete unserer Breiten kennengelernt. Frontunabhängige Schlechtwettergebiete sind alle anderen nicht an Luftmassengrenzen, sondern in einheitlichen Luftmassen auftretenden Schlechtwetterzonen. Auch zu ihrer Entstehung sind im allgemeinen so hochreichende Vertikalbewegungen erforderlich, daß Wolken- und Niederschlagsbildung einsetzen kann. Da bei feuchtlabiler Schichtung der Luft eine Hebung bis zum Kondensationsniveau ausreicht, um weiteres freies Aufsteigen in höhere Schichten zu verursachen, treten frontfreie Schlechtwettergebiete hauptsächlich in feuchtlabilen Luftmassen auf. In stabilen Luftmassen sind stärkere Niederschläge nur bei hochreichender, erzwungener Vertikalbewegung feuchter Luftmassen bis mindestens 2–3 km Höhe möglich. Andernfalls kann sich höchstens dünntröpfiger Regen oder Sprühregen bilden.

Die hauptsächlich nicht mit Fronten zusammenhängenden Schlechtwettergebiete sind:

- 1) Orographische Schlechtwettergebiete im Luv von Gebirgshindernissen und an Küsten bei auflandigen Winden,
- 2) Zyklonale Strömungsgebiete,
- 3) Konvergenzlinien,
- 4) Labilitätszonen,
- 5) Kaltlufttropfen.

10.5.1. Orographische Schlechtwettergebiete

Stau und Föhn

Überströmt Luft ein Hindernis, dann nimmt die Taupunktdifferenz um 1 Grad pro 125 m Hebung ab und wird bei ausreichender Hindernishöhe im Hebungskondensationsniveau null. Es setzt Wolkenbildung ein. Ist die Luft darüber hochreichend feuchtlabil, dann wird es auch zu schauerartigen Stauniederschlägen kommen.

Bei feuchtstabiler Schichtung muß die angehobene Luft hochreichend feucht sein, so daß nicht nur die bodennahen Luftschichten ihr HKN erreichen, sondern mindestens die unteren 2 km, damit die Wolkenmächtigkeit zur Niederschlagsbildung ausreicht. Je höher das Hindernis ist, desto eher ist dies der Fall.

Auf der Leeseite sinkt die Luft ab, erwärmt sich und es kommt zur Verdunstung des auf der Luvseite kondensierten und nicht als Niederschlag ausgefallenen Wassers. Solange der Verdunstungsprozeß anhält,

erwärmt sich die absinkende Luft nur feuchtadiabatisch und dann erst trockenadiabatisch. Weil infolge des ausgefallenen Niederschlages auf der Leeseite weniger Wasser verdunstet als auf der Luvseite kondensiert, ist der Wärmeinhalt der Luft auf der Leeseite um die Kondensationswärme des ausgefallenen Niederschlages größer als auf der Luvseite. Sie hat darum hinter dem Hindernis eine höhere Temperatur und geringere Feuchte. Diese Erscheinungen nennt man Föhn. Die Wolkenuntergrenze auf der Föhnseite des Hindernisses liegt höher als auf der Stauseite, und zwar um so mehr, je mehr Niederschlag im Stau ausgefallen ist oder sich als Nebelniederschlag am Gebirge abgesetzt hat. Häufig endet die Bewölkung kurz hinter dem Gebirgskamm, so daß sie von der Leeseite wie eine Wolkenmauer über dem Gebirge aussieht (Föhnmauer). Bei Frontüberquerungen von Gebirgen überlagern sich die Stauererscheinungen und Föhnvorgänge den fronthaften Wettererscheinungen und führen luvseitig zu einer Ausdehnung und Verstärkung der Wolken- und Niederschlagsfelder und leeseitig zu ihrer Abschwächung oder gar Auflösung.

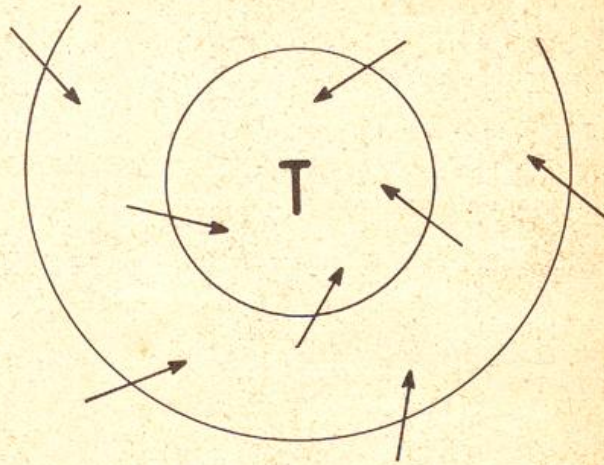


Abb. 74
Strömungskonvergenz bei zyklonaler Isobarenkrümmung

Die Küstenkonvergenz

In Abschnitt 6.4. und Abb. 25 ist dargestellt, wie durch den Einfluß der unterschiedlichen Reibung über See und Land an Küsten bei auflandigen Winden eine Küstenkonvergenz entsteht, so daß dort mehr Luft zufließt als abfließt. Der Luftüberschuß steigt dann auf, was oft noch durch eine ansteigende Küstenlinie begünstigt wird. Vor allem bei feuchtlabilen Luftmassen wird das Aufsteigen der Luft durch Quellwolkenbildung und Schauerniederschläge entlang der Küste sichtbar. An der deutschen Nordseeküste kann man diese Wettererscheinungen vor allem bei Nordwest- und Nordlagen mit Zufuhr von feuchtlabiler Polarluft beobachten. Aber auch bei Advektion feuchter, maritimer Subtropikluft kommt es im Küstenbereich häufig zu hochreichenderem Stratus als über See und landeinwärts, so daß seine Mächtigkeit zur Sprühregenbildung oder zu kleintropfigem Regen ausreicht. Vor allem der Warmsektorstratus liefert durch die Küstenkonvergenz dort viel häufiger Niederschlag als über ebenem Land oder Wasser.

im allgemeinen, besonders aber im Frühjahr und Sommer, feuchtlabil geschichtet ist, kommt es oft zu sehr heftigen konvektiven Wettererscheinungen, die selbst im Winter manchmal mit Gewittern verbunden sind. Selbstverständlich haben Kaltlufttröge bei feuchtstabiler Schichtung (am ehesten im Winter) Schichtbewölkung mit Regen oder Schnee.

10.5.2. Zyklonale Strömungsgebiete

Infolge Reibung wird die Strömung aus der Isobarenrichtung zum tiefen Druck abgelenkt. Der Ablenkungswinkel beträgt über Land etwa 45°. Bei zyklonaler Isobarenkrümmung kommt es dadurch, wie bereits in Abschnitt 6.4.2. und Abb. 26 dargestellt und wie die Abb. 74 zeigt, zu konvergierenden Strömungsvektoren und Strombahnen in das Tief hinein. Die zufließenden Massen stauen sich nicht auf, sondern weichen nach oben aus. Der Konvergenzeffekt ist um so größer, je stärker die Isobarenkrümmung und der Wind, oder je kleiner der Abstand der Isobaren sind. Am wetterwirksamsten ist diese Strömungskonvergenz wiederum dann, wenn die daran beteiligten Luftmassen feuchtlabil sind, z. B. die Kaltluftmassen auf der Rückseite einer Zyklone. Darum ist die Zyklonenrückseite bei zyklonalem Isobarenverlauf mit wechselhaftem Schauerwetter verbunden, während sie bei antizyklonalem Isobarenverlauf mit Massendivergenz und Absinken einen überwiegend freundlichen Witterungscharakter zeigt (siehe Abschnitt 6.4.2., Abb. 26).

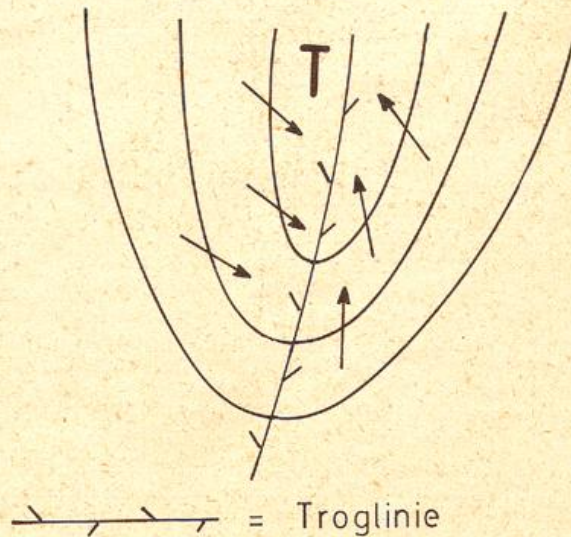


Abb. 75
Strömungskonvergenz in einem Kaltlufttrog

Bei starkgekrümmten Trögen schrumpft die Konvergenzzone auf den Bereich der Trogachse zusammen, so daß diese zu einer Konvergenzlinie wird (Abb. 75). Da die meist schauerartigen Wettererscheinungen mit dieser Linie zusammenfallen und vor der Trogachse Druckfall und dahinter Druckanstieg herrscht, und außerdem der Wind vor südlichen Richtungen nach nördlichen dreht, wird die Trogkonvergenz leicht mit einer Kaltfront verwechselt. Es kann aber keine Kaltfront sein, da der Kaltlufttrog, wie die relative Topographie zeigt, mit einem Temperaturminimum einer einheitlichen Luftmasse zusammenfällt. Bestes Erkennungsmerkmal des Kaltlufttroges ist die Kaltluftzung in der relativen Topographie und der tiefe Druck in den Höhenkarten, außerdem die tiefe Lage der Tropopause über dem Trog.

Ein Gebiet besonders starker Isobarenkrümmung und oft auch starker Windgeschwindigkeiten ist der postfrontale Kaltlufttrog auf der Rückseite von meist schon okkludierten Zyklonen. Die Trogachse bildet dabei eine Linie stärkster Krümmung und darum auch stärkster Bodenkonvergenz. Da der Trog aus Kaltluft besteht, die

10.5.3. Die Konvergenzlinie

Eine Konvergenzlinie ist eine Linie maximaler Luftmassenkonzentration am Boden. Fronten sind zum Beispiel

Konvergenzlinien. Auch die Trogachse mit stark V-förmigen Isobaren kann als Konvergenzlinie betrachtet werden und wird darum mit Recht auch in der Wetterkarte als Konvergenzlinie (orangefarbene Linie oder \curvearrowright) gezeichnet. Luftmassenkonzfluenz tritt infolge der Bodenreibung in allen Tiefdruckrinnen auf (Abb. 76). Die Wettererscheinungen hängen erstens von der Größe des Massenzusammenflusses, (denn danach richtet sich die Stärke der Vertikalbewegung über der Bodenkonvergenzlinie), zweitens von dem Grad der Stabilität oder Labilität der aufsteigenden Luft und drittens vom Feuchtigkeitsgehalt der Luft ab. Im Winter sind die Tiefdruckrinnen bei stabilen und feuchten Luftmassen oft mit Stratus oder Nebel und Sprühregen verbunden, im Sommer aber eher mit Schauerbewölkung und Schauerniederschlägen oder Gewittern.

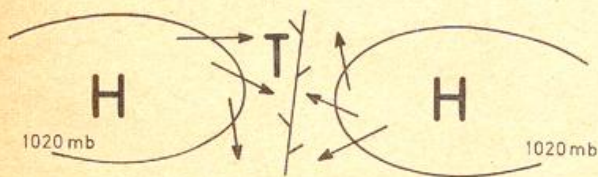


Abb. 76
Luftmassenkonzfluenz in einer Tiefdruckrinne

10.5.4. Labilitätszonen

Labilitätszonen sind Gebiete mit Feuchtlabilität innerhalb einheitlicher Luftmassen, in denen, meist durch den Tagesgang der Strahlung ausgelöst, Schauer oder Gewitter auftreten. Sie sind überwiegend auf die warme Jahreszeit beschränkt. Die nicht fronthaften Gewitter der Labilitätszonen gehören zur Gruppe der Wärmegewitter. Maßgebend für den Grad der Labilität ist nicht allein der vertikale Temperaturgradient, sondern auch der Feuchtegehalt der Luft. H. Faust hat eine Maßzahl der Labilität unter Berücksichtigung des Feuchteinhaltes der Luft geschaffen, die sogenannte Verdunstungslabiltät. Diese Maßzahl wird aus den aerologischen Aufstiegen berechnet und in Karten der Verdunstungslabiltät eingetragen. Bereiche mit negativen Werten der Verdunstungslabiltät in diesen Karten sind Labilitätszonen mit entsprechender Schauer- oder Gewitterwahrscheinlichkeit. Da Luftmassen von Natur aus nicht labil sind, müssen Labilitätszonen durch labilisierende Vorgänge erst entstehen. Nicht selten ist die mehrere Tage anhaltende Sonneneinstrahlung mit entsprechender Überhitzung beteiligt. Im Bereich der überhitzten Gebiete entstehen zunächst flache Hitzetiefs. Diese führen am Boden zu konvergenter Strömung und aufsteigender Luft. Durch die aufsteigende Luftbewegung und die damit verbundene vertikale Dehnung wird der vertikale Temperaturgradient vergrößert. Bei längerer Dauer dieser Vorgänge wird schließlich die zur Schauer- und Gewitterbildung ausreichende Labilität erreicht, besonders in den Nachmittags- und Abendstunden.

Fast alle Konvergenzzonen mit hohem Feuchtigkeitsgehalt sind in der heißen Jahreszeit wegen der labilisierenden Wirkung der vertikalen Dehnung von aufsteigenden Luftschichten Labilitätszonen, besonders die Tiefdruckrinnen. Konvergenzlinien werden dann zu „Instabilitätslinien“. Sie sind mit einer Schauer- oder Gewitterfront innerhalb der Labilisierungszone verbunden. Diese Front ist aber keine Front im Sinne einer Luftmassengrenze und wird in der Wetterkarte als eine Instabilitätslinie mit dem Symbol $\cdots\cdots\cdots$ in schwarzer Farbe gezeichnet.

10.5.5. Der Kaltlufttropfen

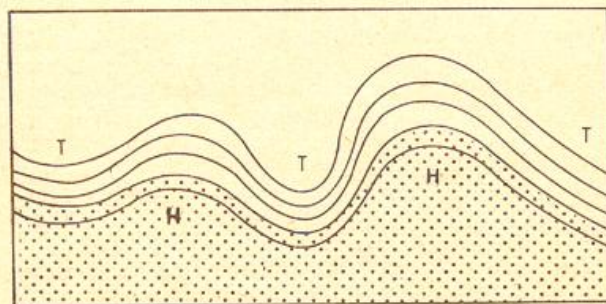
Definition

Ein Kaltlufttropfen ist eine von der großen Polarzyklone weit nach Süden vorgestoßene, kalte und selbst-

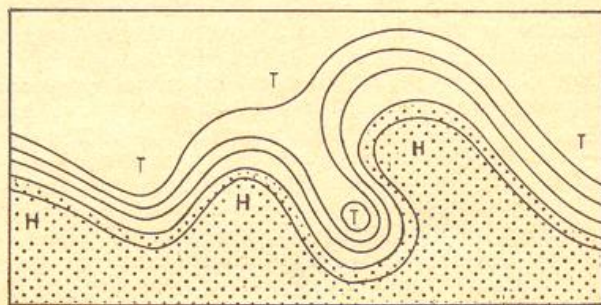
ständige Höhenzyklone, die allseits von Warmluft umgeben und darum vom Ursprungsgebiet abgeschnürt ist. Als kalte Zyklone ist der Kaltlufttropfen am besten in der relativen und absoluten Topographie der 500-mb-Fläche zu erkennen. Dort erscheint er als Minimum mit mehreren geschlossenen Isohypsen.

Entstehung

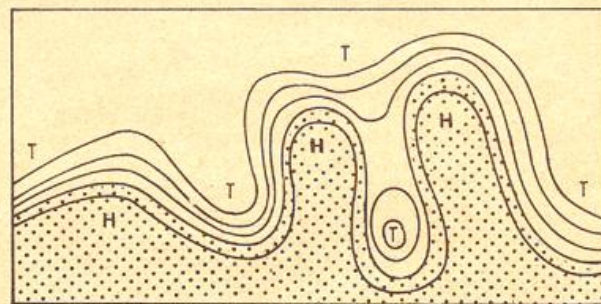
Der Name Kaltlufttropfen für diese Höhenzyklonen gibt ihren Entstehungsvorgang sehr gut wieder. Er ähnelt in seinen einzelnen Phasen tatsächlich einem Abtropfen der Kaltluft vom zirkumpolaren Kältereservoir äquatorwärts, in extremen Fällen bis 30°



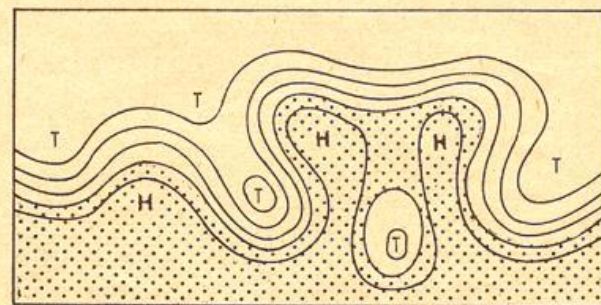
a)



b)



c)



d)

Abb. 77
Abtropfen und Abschnüren eines Kaltlufttropfens
(nach C. G. ROSSBY)

Breite. Man kann die Erde in gewissem Sinne mit einer Zentrifuge vergleichen, welche die schwereren kalten Massen von der Rotationsachse weg nach außen, nämlich äquatorwärts abschleudert. Dafür dringt Warmluft an den Flanken in den freiwerdenden Raum polwärts vor.

Nach C. G. ROSSBY läuft der Abtropfungs- und Abschnürungsprozeß der Kaltluft folgendermaßen ab (Abb. 77 a-d): Zuerst bildet sich im zirkumpolaren Strahlstrom, der die Grenze zwischen dem polaren Kältereservoir und den subtropischen Warmluftmassen darstellt, eine zyklonale Mäanderschleife der südwärts vordringenden Kaltluft aus (a). Sobald diese Polarluft weiter äquatorwärts vorstößt, verformt sich die Mäanderschleife zu einer schmalen Zunge (b), die an ihrer Wurzel durch zwei von der Seite überkämpfende Warmluftwellen immer schmaler wird (c), bis sie endlich von der großen Polarzyklone restlos abgeschnürt ist (d). Dieser in der englischen Literatur als „Cutoff“ bezeichnete Vorgang ist häufig mit der Ausbildung eines warmen Höhenhochs an der Abschnürungsstelle verbunden. Die Ausdehnung des „Cutoff-Tiefs“ beträgt im Mittel 1900 km. Kleine Kaltlufttropfen von 500–1000 km Durchmesser wurden schon 1937 in den Höhenwetterkarten der Deutschen Seewarte entdeckt. Sie stellen keine Aktionszentren wie die größeren dar, sondern nur Höhenzyklonen, die meistens nicht bis zum Boden hinabreichen. Sie werden dann sogar von der ungestörten Bodenströmung gesteuert. Nur etwa 50% der Kaltlufttropfen haben auch am Boden geschlossene Isobaren. Das sind meist die weit nach Süden vorgestoßenen oder die winterlichen Kaltlufttropfen über dem Mittelmeer. Die winterlichen Festlandskaltlufttropfen haben kein Bodentief und sind sogar mit verhältnismäßig hohem Bodendruck verbunden, ähnlich wie die Polarzyklone. Ursache für das Durchdringen der zyklonalen Höhenströmung bis zum Boden über warmem Untergrund ist die durch das Aufheizen von unten bewirkte Labilisierung. Sie fördert den vertikalen Impulsaustausch und stellt so quasi das Rührwerk dar, das die zyklonale Rotation der Höhe bis zum Boden überträgt und dadurch eine alle Schichten erfassende Zyklone erzeugt. Über kaltem Untergrund, besonders dem schneebedeckten, winterlichen Festland mit starken Bodeninversionen fehlt dieser Rührmechanismus und es bleibt die zyklonale Rotation auf die höheren Schichten beschränkt. Solche Kaltlufttropfen können sich lange halten, weil die Aufheizung von unten sowie das Abbremsen der Rotation durch die Bodenreibung fehlen.

Merkmale

Kaltlufttropfen bestehen aus Polarluft und haben im Zentrum in allen Schichten die tiefsten Temperaturen. In der Bodenschicht sind die Gegensätze zwischen innen und außen wegen der thermischen Ausgleichswirkung der Erdoberfläche am geringsten. Die relative und absolute Topographie der 500-mb-Fläche haben im Mittel etwa vier geschlossene Isohypsen von 40 gpm Differenz, was einem mittleren Temperaturunterschied von 8° C zwischen warmem Rand und kaltem Zentrum entspricht. Da die horizontale Temperaturdifferenz am Boden geringer ist als in höheren Schichten, muß der vertikale Temperaturgradient im Zentrum größer sein als am Rande, was eine Abnahme der Stabilität von außen nach innen bedeutet.

Über dem Kaltlufttropfen sinkt die Tropopause stark ab. Der Kaltlufttropfen besitzt einen ausgeprägten Tropausenrichter, der durch die starke zyklonale Rotation der Höhenströmung verursacht wird. Wie die Grenzfläche Wasser–Luft bei Rotation trichterförmig absinkt, so bildet sich auch in rotierender Luft an der Dichtesprungfläche der Tropopause ein Tropausenrichter aus.

Wettererscheinungen des Kaltlufttropfens

Die Wettererscheinungen im Kaltlufttropfen sind jahreszeitlich, örtlich und je nach Art des Kaltlufttropfens, ob mit oder ohne Bodentief, stark verschieden. Kaltlufttropfen über einem warmen Untergrund sind stark labil und haben darum meist auch ein ausgeprägtes Bodentief. Sie gehören deshalb zur Gruppe der Zentraltiefs. Dazu zählen die meisten festländischen Kaltlufttropfen im Frühjahr und Sommer sowie die spätherbstlichen und winterlichen Kaltlufttropfen über dem noch warmen Mittelmeer. Diese als Zentraltiefs meist stationären Kaltlufttropfen sind mit labilen Wettererscheinungen verbunden: ausgedehnte Quellbewölkung mit Schauer- oder Gewittertätigkeit. Im Mittelmeer führen sie zu häufigen Wintergewittern. Über dem Festland werden die labilen Wettererscheinungen infolge der durch die Reibung verursachten Bodenkonvergenz und die damit verbundene Vertikalbewegung noch verstärkt. Nicht selten treten linienhafte Konvergenzen auf.

Winterliche Kaltlufttropfen haben über dem kalten Festland seltener ein ausgedehntes Bodentief. Ihre Schichtung ist stabiler. Die durch die Reibung verursachte Bodenkonvergenz führt in stabilen Kaltlufttropfen meist auch zur Wolkenbildung oder zu Schichtwolken, die meist weniger intensive Niederschläge in Form von Sprühregen, Regen oder Schnee bringen. Wegen der langen Verweildauer der fast stationären Kaltlufttropfen können sich trotzdem bei intensiveren Schneefällen hohe Schneedecken bilden.

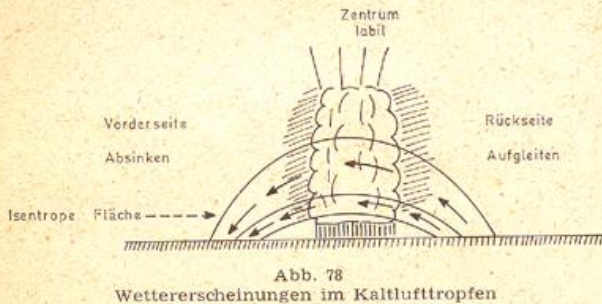
Kaltlufttropfen ohne geschlossenes Bodentief besitzen infolge der durch ihr Zentrum verlaufenden Bodenisobaren eine Driftströmung. Sie werden mit etwa 80% des geostrophischen Windes der Bodenkarte im Zentrum gesteuert, mit leichter Ablenkung von der Isobarenrichtung zum tiefen Druck. Die wandernden Kaltlufttropfen werden von der Luft durchflossen, wobei diese auf der Rückseite aufgleitet und auf der Vorderseite absinkt.

Die Bewegungen der Luft erfolgen nämlich auf isentropen Flächen bzw. auf feuchtisentropen Flächen, wenn die Luft gesättigt ist. Isentrope (feuchtisentrope) Flächen sind Flächen gleicher potentieller (pseudopotentieller) Temperatur. Bewegt sich ein Luftquantum von warm nach kalt, so bringt es seine höhere Temperatur mit und ist darum leichter als die dortige Luft. Es wird infolgedessen so lange aufsteigen, bis es durch adiabatische Abkühlung die Temperatur der Umgebung hat. In Wirklichkeit geschieht das aber nicht sprunghaft, sondern das Luftquantum steigt bei seiner Horizontalbewegung stetig in die entsprechende Höhe und bewegt sich darum auf einer Fläche konstanter potentieller Temperatur. Bei einer Bewegung von kalt nach warm sinkt es entsprechend auf einer Fläche konstanter potentieller Temperatur ab. Die isentropen Flächen liegen über Kaltluft höher als über Warmluft, so daß man die Isothermen einer isobaren Fläche im Kaltlufttropfen als Isohypsen der Flächen gleicher potentieller Temperatur ansehen kann (Abb. 78). Man sieht aus dem Isobarenverlauf, daß die Luft, auf der Rückseite von warm nach kalt fließend, aufwärts aufgleitet, während sie auf der Vorderseite absinken muß. Daraus ergibt sich auf der Rückseite des Kaltlufttropfens Wolken- und Niederschlagsbildung, auf der Vorderseite Wolkenauflösung mit Aufklaren. Da die Stabilität im Kaltlufttropfen vom Rande zum Zentrum abnimmt, ist der Zentralbereich meist feuchtlabil geschichtet, so daß dort das Aufgleiten in ein Aufquellen übergeht. So erhält man drei verschiedene Wetterbereiche im Kaltlufttropfen.

Vorderseite: überwiegend freundlich, im Frühjahr und Sommer noch am ehesten mit geringer Schauerstätigkeit.

Zentrum: labil mit verbreiteten Schauern oder Gewittern.

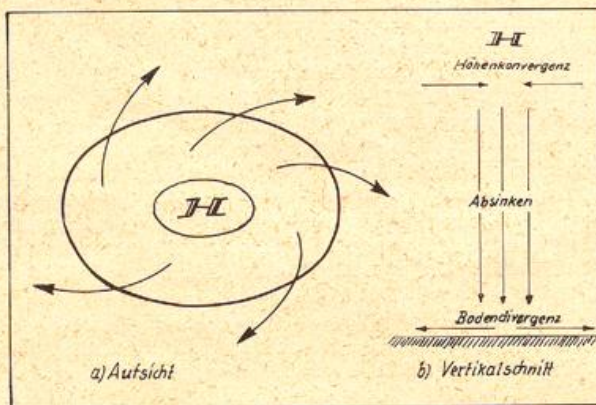
Rückseite: Aufgleitbewölkung mit Regen oder Schnee, in der warmen Jahreszeit mit Quellungen und Schauer- oder Gewitterniederschlägen durchmischt.



Die Wettererscheinungen der Kaltlufttropfen besitzen über Land einen ausgesprochenen Tagesgang, der mit der Labilisierung durch die Sonneneinstrahlung und der Stabilisierung durch die nächtliche Ausstrahlung zusammenhängt. Nachmittags und am Abend sind die labilen Wettererscheinungen am stärksten ausgeprägt, nachts schwächen sie sich ab und erreichen am Morgen ein Minimum. Der Tagesgang kann am Nachmittag und Abend stabile Bewölkung und Niederschläge mit labilen Quellwolken und Schauerniederschlägen durchsetzen. Winterliche Kaltlufttropfen sind in der Nacht oft völlig klar und bringen erst tagsüber Quellwolken und einzelne Schneefälle, besonders im Bergland.

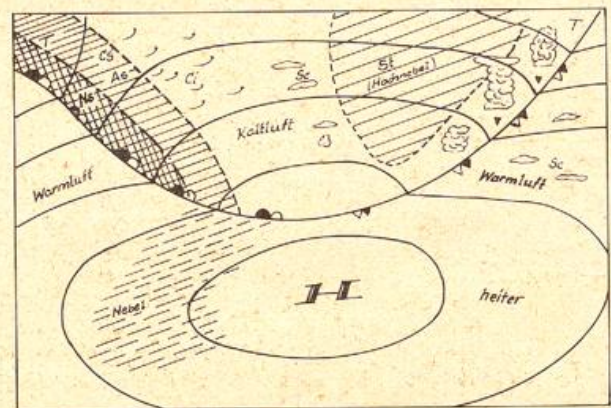
10.6. Das Hochdruckgebiet

Nicht nur die Zyklonen, auch die Gebiete hohen Luftdruckes, die Antizyklonen, gehören zum Gesamtbild der Zirkulation. Das wesentliche Merkmal eines Hochdruckgebietes ist das Vorherrschende von absinkender Luftbewegung. Es wurde bereits darauf hingewiesen, daß Luft infolge der Reibung in den unteren Schichten schräg aus dem Hochdruckgebiet ausfließt. Es bildet sich eine echte Divergenzzone mit Massenverlust aus (Abb. 79). Dieser Massenverlust wird durch Nachfließen von Luft aus den höheren Schichten ausgeglichen, es entsteht eine Absinkbewegung, die zur Auflösung von Wolkenfeldern führt, wie nun gezeigt werden soll.



Die Absinkbewegung bringt die Luft unter höheren Druck, sie wird komprimiert und dabei adiabatisch erwärmt. Die Erwärmung erfolgt, solange noch Wolken vorhanden sind feuchtadiabatisch, nach Wolkenauflösung beim Überschreiten des Taupunkts trockenadiabatisch. Meist geht aber die Absinkbewegung, die in den höheren Schichten beginnt, nur bis zur oberen Grenze

der Grundsicht, wo sich eine deutliche Absinkinversion ausbildet. Erst beim Abbau bzw. bei Abwanderung des Hochs setzt sich die Erwärmung, teils durch einsetzende Turbulenz, bis in Bodennähe durch. Unterhalb der Absinkinversion ist die Bodenluft auf der Vorderseite des Hochs meist labil geschichtet (Rückseitenkaltluft einer vorhergehenden Zyklone), so daß dort Konvektionsbewölkung auftritt (Abb. 80), die erst durch die stabilisierende Wirkung der Inversion abgebremst wird. Hier sammeln sich nur Staubteilchen und Verunreinigungen an, die zur Ausbildung einer scharfen Dunstschicht direkt unterhalb der Inversion führen. Diese Dunstschicht gibt nachts mehr Wärmestrahlung ab als die reinere Luft der höheren Luftmassen, die Grenzschicht kühlt sich stärker ab und wird relativ feuchter. Stammt die Luft der Grundsicht aus einem kontinentalen Gebiet, so reicht die Feuchte zur Sättigung oft nicht aus, es gibt nur starken Dunst. Kam aber die Luft vom Meer her, so erreicht sie schließlich den Taupunkt, es bilden sich flache, aber manchmal äußerst zähe Stratusdecken (Hochnebel) aus, die im Winter meist nicht mehr zur Auflösung kommen (Smoglagen!). Oberhalb der Inversion herrscht jedoch klarer Himmel. Diese Erscheinung kann man vor allem in den kalten Jahreszeiten im Mittelgebirge beobachten. Bei sehr tief liegender Inversion (an der Rückseite eines abwandernden Hochs) liegt die Hochnebeldecke dann als Bodennebel auf.



10.6.1. Kalte Hochdruckgebiete

Das wesentliche Merkmal eines kalten Hochs ist die starke vertikale Temperaturabnahme; die Bezeichnung „kalt“ bezieht sich also auf die Temperatur der höheren Luftschichten. Das hat zur Folge, daß die relativen Topographien über dem Bodenhoch verhältnismäßig niedrig sind und die Aufwölbung der Druckflächen mit der Höhe immer geringer wird, bis sie vollkommen verschwindet und eine glatte, ungestörte Höhenströmung über dem Bodenhoch herrscht. Diese Strömung „steuert“ nun die Bewegung des kalten Hochs, es wandert in Richtung der Strömung weiter. Kalte Hochdruckgebiete treten fast nur zwischen zwei Zyklonen auf, sie werden deshalb vielfach als „Zwischenhoch“ bezeichnet. Sie bringen meist eine rasche Wetterverbesserung, der aber bald bei Annäherung des nächsten Tiefdruckgebietes wieder Eintrübung mit Wetterverschlechterung folgt.

Je nach ihrem thermischen Aufbau und Verhalten unterscheidet man zwei Arten von Hochdruckgebieten oder Antizyklonen, die kalten, wandernden und die warmen, fast stationären Hochdruckgebiete.

10.6.2. Warme Hochdruckgebiete

Wie bereits der Name erkennen läßt, sind diese Antizyklonen in der Höhe warm, die relativen und damit

auch die absoluten Topographien zeigen bis in große Höhen eine Aufwölbung. Warme Hochdruckgebiete verlagern sich nur wenig und wirken durch ihre hohe vertikale Erstreckung als Steuerungszentren. Man nennt sie deshalb auch „steuernde Hochdruckgebiete“ oder „antizyklonale Steuerungszentren“. Während also die Troposphäre warm ist und die Tropopause sehr hoch liegt, ist im Gegensatz hierzu die Stratosphäre kalt. Sie gleicht dadurch das geringe Gewicht der Warmluft aus. Diese Tatsache beruht auf dem allgemein geltenden Gegenläufigkeitsprinzip der Atmosphäre: warme Troposphäre — kalte Stratosphäre und umgekehrt.

Da die Luftbewegungen innerhalb eines warmen Hochdruckgebietes allgemein schwach sind, bleiben die vorher zugeführten Luftmassen längere Zeit in seinem Bereich und altern, daß heißt, sie werden trockener, im Sommer durch vorherrschende Einstrahlung wärmer, im Winter durch überwiegende Ausstrahlung kälter. Die Bewölkung ist im Nordost- und Ostteil am stärksten (Cu, Sc), im Südosten bereits geringer und im Süden und Südwesten des Hochs am geringsten. Im Westteil sickert meist schon wieder tropisch-maritime Luft ein, die durch ihre hohe Feuchte zu Nebelbildung in den Morgenstunden führt. Begünstigt wird die Nebelbildung durch die dort am tiefsten liegende Absinkinversion, die eine merkliche Turbulenz der Bodenluftschichten verhindert. In der warmen Jahreszeit reicht die Strahlungserwärmung meist aus, den Bodennebel rasch aufzulösen, im Winter kann er sich jedoch tagelang halten. Diese Nebelagen am Westrand eines Hochdruckgebietes erlebt man in Deutschland stets dann, wenn der Kern des Hochs über dem östlichen Mitteleuropa oder über Osteuropa liegt. Bei diesen Lagen steigen die Temperaturen am Tage recht hoch an, da sowohl Einstrahlung als auch Advektion wärmerer Luft zusammenwirken.

Während die täglichen Temperaturschwankungen (Tagesgang der Temperatur), abgesehen von den bewölkten Gebieten, innerhalb von warmen Hochdruckgebieten recht beträchtlich sind, erreichen die Luftdruckschwankungen nur sehr geringe Werte. Oft beobachtet man nur den täglichen Gang des Luftdrucks (Maxima gegen 10 und 22, Minima gegen 4 und 16 Uhr Ortszeit).

Die Sichtverhältnisse sind nur oberhalb der Absinkinversion gut, darunter jedoch durch mehr oder weniger starken Dunst nur mäßig. Erst ein herannahendes Tief ermöglicht durch beginnende Aufwärtsbewegungen einen Austausch mit reinerer Höhenluft, so daß Sichtbesserung eintritt. Deshalb kann man umgekehrt aus einer plötzlichen Sichtbesserung nach tagelangem Hochdruckwetter auf die Annäherung eines Tiefdruckgebietes schließen. Besonders markant ist diese Erscheinung im Alpenvorland, da der Wind bei Annäherung eines Tiefs aus Westen auf südliche Richtung dreht und den Einsatz eines Föhns bedingt. Durch die Austrocknung der Luft schrumpfen die kleinsten Trübungsteilchen (Aerosole) zusammen, ferner wird die Luft durch die großräumige Absinkbewegung gleichmäßig temperiert, so daß keine Luftschlieren mehr auftreten können. Beide Vorgänge führen zur Sichtbesserung, die aber wiederum ein Hinweis auf ein herannahendes Schlechtwettergebiet ist. Die eigentliche Wetterverschlechterung setzt dann mit dem Durchzug der Kaltfront (Stau an den Alpen) sehr rasch ein.

10.7. Die Luftmassenklassifikation (nach SCHERHAG)

Eng verknüpft mit den Wettervorgängen im Bereich von Luftdruckgebilden und Fronten ist der Begriff der Luftmasse. Kennzeichnend für eine Luftmasse ist deren einheitlicher Charakter hinsichtlich Temperatur und Temperaturgradient, Feuchtigkeitsgehalt und gegebenenfalls von Beimengungen (Sichtverhältnisse). Die ersten Klassifikationen wurden von der Norwegischen Schule (V. BJERKNES) im Zusammenhang mit der Polarfronttheorie aufgestellt.

Die heute im Deutschen Wetterdienst gebräuchliche Luftmasseneinteilung stammt von R. SCHERHAG. Bei dieser Klassifikation spielen nicht nur die Wettererscheinungen der Grundschicht, sondern auch der darüberliegenden Luftschichten eine wesentliche Rolle. Die Scherhagsche Einteilung wird einmal nach dem Ursprungsgebiet und zum anderen nach dem Weg, auf dem die Luftmassen nach Europa kommen, durchgeführt.

Übersicht über die Luftmassen Europas (nach SCHERHAG)

Abkürzung	Wissenschaftliche Bezeichnung		Volkstümliche Bezeichnung		Ursprungsgebiet	Weg	Eigenschaft
<i>c P_A</i>	Arktische Polarluft	kontinental	Nordsibirische Polarluft	Polare Zone	Nordsibirien	Rußland	extrem kalt
<i>m P_A</i>		maritim	Arktische Polarluft		Arktis	Nordmeer (östlich Island)	sehr kalt, feucht
<i>c P</i>	Polarluft	kontinental	Russische Polarluft		Rußland	Osteuropa	kalt
<i>m P</i>		maritim	Grönländische Polarluft		Arktis	Grönlandmeere (westlich Island)	kalt, feucht
<i>c P_T</i>	Gealterte Polarluft	kontinental	Rückkehrende Polarluft		Rußland	Südosteuropa	trocken
<i>m P_T</i>		maritim	Erwärmte Polarluft		Arktis	Azorenraum (Atlantik südlich 50° N Breite)	feucht
<i>c T_P</i>	Gemäßigte (Tropik-)Luft	kontinental	Festlandsluft		Gemäßigte Zone	Mitteleuropa	—
<i>m T_P</i>		maritim	Meeresluft	Nordostatlantik		England	feucht, mild
<i>c T</i>	Tropikluft	kontinental	Asiatische Tropikluft	Tropische Zone	Naher Osten (südl. Balkan)	Südosteuropa	trocken
<i>m T</i>		maritim	Atlantische Tropikluft		Azorenraum	Westeuropa	feucht, warm
<i>c T_S</i>	Afrikanische Tropikluft	kontinental	Afrikanische Tropikluft		Sahara		trocken, heiß
<i>m T_S</i>		maritim	Mittelmeer-Tropikluft		Afrika	Mittelmeer	schwül

Die Luftmassen entstehen allgemein im Bereich von stationären Hochdruckgebieten mit nur geringer Luftbewegung, denn nur dort verbleiben sie so lange, daß sie ihre charakteristischen Eigenschaften annehmen können. Vor allem Temperatur und Feuchtegehalt der Luft werden vom Untergrund her bestimmt. Der für Europa wichtigen Luftmassen entstehen in erster Linie im Bereich eines warmen Azorenhochs (Tropikluft) und eines kalten polaren Hochs nördlich von etwa 70° N-Breite (Polarluft).

Wenn die Luftmassen nach ihrer Entstehung ihr Ursprungsgebiet verlassen, behalten sie zunächst weitgehend die erworbenen Eigenschaften bei und können auch nach längerer Zeit noch identifiziert werden. Hierzu benutzt man außer den Temperaturen und dem Wasserdampfgehalt als Kennzeichen die potentiellen oder pseudopotenziellen Temperaturen. In polaren Breiten entstandene Kaltluft von 0° C kann zum Beispiel auch bei Sättigung höchstens etwa 4,5 g/m³ Wasserdampf enthalten. Luftmassen, die in einem kontinentalen Hoch entstanden sind, weisen gegenüber denen, die aus einem maritimen Hoch stammen, einen geringeren Feuchtigkeitsgehalt auf.

Einen wesentlichen Einfluß auf die ursprünglichen Eigenschaften einer Luftmasse hat der Weg, auf dem die Luftmasse in ein bestimmtes Gebiet gelangt. Über dem Meer werden die Eigenschaften in wenigen Tagen ganz anders beeinflußt als bei einem längeren Transport über Land. Man unterscheidet deshalb je nach der Art des überströmten Untergrunds zwischen maritimen (Meeres-) und kontinentalen Luftmassen (Festlandluft).

SCHERHAG kommt bei Berücksichtigung der Zeit seit dem Verlassen des Ursprungsgebietes noch zu folgender Unterteilung:

Frische arktische Polarluft (P_A), normale Polarluft (P) und gealterte, tropisch beeinflusste Polarluft (P_T). Analog wird unterschieden zwischen afrikanischer Tropikluft aus der Sahara (T_S), normaler Tropikluft (T) und gemäßigter, polar beeinflusster Tropikluft (T_P). Letzterer Typ entsteht nur in den unteren Schichten, wenn das Subtropenhoch zeitweise weit nach Norden ausgreift. Die maritimen und kontinentalen Luftmassen erhalten die Zusätze m und c.

Die Auswirkungen der wichtigsten Luftmassen in Mitteleuropa werden in folgender Tabelle zusammengefaßt (nach REGULA-ZIMMERSCHIED):

Luftmasse	Auswirkungen in Mitteleuropa
mT maritime Tropikluft	im Sommer: dunstig, schwül, cu-Bewölkung, im Winter: stratiforme Wolken mit tiefer Untergrenze, darunter stark dunstig, zeitweise Sprühregen.
cT kontinentale Tropikluft	im Sommer: trocken und heiß.
mP maritime Polarluft	im Sommer: kühl, Schauer, gute Sicht, im Winter: Milderrung, Temperatur in Bodennähe meist etwas über 0°, Schauer (Regen, Schnee, Graupel).
mP _A maritim-arktische Polarluft	im Frühjahr und im Sommer: naßkalt, im Frühjahr Schnee- und Graupelschauer, im Sommer Regenschauer, starke Böigkeit, sehr gute Sicht.
cP _A kontinentale arktische Polarluft	im Winter: sehr kalt, trocken, in Küstengebieten eventuell Schneeschauer.

Einzelne Luftmassen treten nicht während des ganzen Jahres auf, so cP_A und mP_A nicht im Juli und August. Besondere Bedeutung haben für Mitteleuropa die Kaltluftmassen aus Grönland, die über den warmen Golfstrom hinwegströmen, dort maritimen Charakter annehmen und durch Erwärmung von unten (von der Meeresoberfläche) labilisiert werden, sowie die warmen Luftmassen aus dem Azorenhoch, die bei ihrer Nordwärtsverlagerung über den kühleren Wassermassen stabilisiert werden.

Zu jeder Luftmasse gehören charakteristische Großwetterlagen, deren wichtigste auch unter den Namen West-, Nordwest-, Nord-, Ost-, Südost- und Südwestwetterlage geläufig sind.

Die Darstellung der einzelnen Großwetterlagen wird in einem anderen Leitfaden behandelt.

10.8. Besondere Wettererscheinungen

10.8.1. Gewitter

1) Erscheinungsform des Gewitters

Als Gewitter bezeichnet man jede elektrische Erscheinung in der Atmosphäre, bei der Blitz und Donner oder auch Donner allein entstehen, da der Blitz manchmal nicht gesehen wird. Gewitter treten nur in Verbindung mit Cumulonimbuswolken auf, da zu ihrer Entstehung starke Vertikalbewegungen und eine große Anzahl von Wassertröpfchen und Eiskristallen benötigt werden.

a) Blitz

Der Blitz ist eine Lichterscheinung, die durch eine elektrische Entladung zwischen zwei Gebieten mit sehr großer Spannungsdifferenz entsteht, entweder als Erdentladung zwischen Wolke und Erde oder als Wolkenentladung innerhalb einer Gewitterwolke (Wolken- und Flächenblitz) oder aber als Luftentladung von der Gewitterwolke in den Luftraum. Das normale elektrische Spannungsgefälle in Bodennähe beträgt 1 Volt pro cm. In Gewitterwolken können sich durch Ladungströnung sehr große Spannungsunterschiede zwischen den einzelnen Wolkenteilen und zwischen der Erdoberfläche ausbilden. Wenn die Spannungsdifferenz schließlich das Durchschlagspotential von etwa 30 000 Volt pro cm überschreitet, erfolgt eine plötzliche Entladung durch die Luft in einer Zeitspanne von einigen Zehntelsekunden.

Bei einer Entladung zwischen Wolke und Erde setzt sich elektrische Ladung abwärts lawinenartig in Bewegung und dringt mit einer Geschwindigkeit von 50 000 km/sec in Schritten von 50–100 m mit dazwischenliegenden Pausen von 100 Mikrosekunden vor. Dieses Vordringen der Ladungswolke nennt man Vorentladung. Ist sie auf 15 bis 30 m an die Erdoberfläche herangekommen, dann erfolgt eine plötzliche, starke Entladung auf der Bahn der Vorentladung von der Erde zur Wolke, die sogenannte Hauptentladung. Dabei kann die Stromstärke in weniger als 10 Mikrosekunden einen Spitzenwert von 200 000 Ampère erreichen. Diese enorme Stromstärke führt zu einer so starken Erhitzung und Ionisation der Luft im Entladungskanal, daß er als helle Lichterscheinung aufleuchtet und unter günstigen Voraussetzungen bis 150 km Entfernung sichtbar ist. Oft folgen der Hauptentladung in demselben Blitzkanal im Abstand von wenigen Hundertstelsekunden mehrere Nachentladungen.

b) Donner

Der Donner ist ein krachendes oder rollendes Geräusch bei einem Blitz. Durch die starke Erhitzung

der Luft im Blitzkanal dehnt sie sich dort explosionsartig aus und erzeugt eine Luftwelle, die sich als Schall mit Schallgeschwindigkeit ausbreitet und kanonenschußartig hörbar ist. Das Donnerrollen kommt durch Reflexion des Schalles an der Erdoberfläche, an Wolken oder auch an Inversionsschichten der Atmosphäre zustande. Es kann 30 bis 40 Sekunden und darüber betragen.

Das Zeitintervall zwischen Blitz und Donner kann zur Schätzung der Entfernung des Gewitters dienen, da der Blitz sofort sichtbar ist, während der Donner sich mit Schallgeschwindigkeit, etwa 330 m/sec, fortpflanzt.

c) Entstehung der Gewitterelektrizität

Nach den bisherigen Erforschungen der Ladungsverteilung in der Gewitterwolke ergeben sich drei Raumladungszentren in der Gewitterwolke (Abb. 81). Ein ausgedehntes positives Zentrum befindet sich im obersten Teil der Wolke und ein zweites, enger begrenztes unterhalb der 0°C-Grenze im Gebiet der stärksten Niederschläge. Der übrige Teil der Wolke ist negativ geladen, besonders im mittleren Teil oberhalb der 0°C-Grenze.

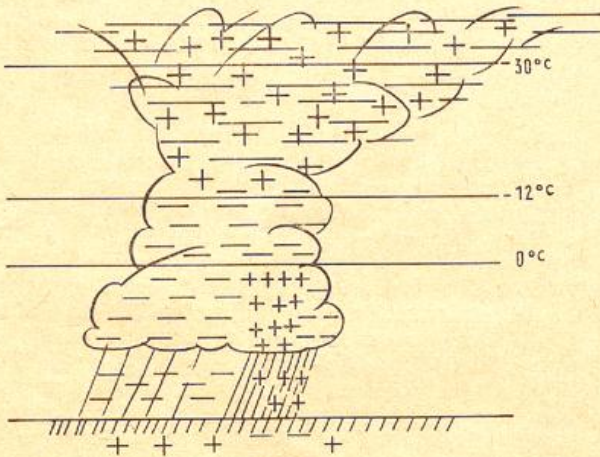


Abb. 81
Verteilung der elektrischen Ladungen im Cumulonimbus

Eine eindeutige Erklärung für die Ladungstrennung und -verteilung in Gewitterwolken liegt noch nicht vor. Es sind verschiedene Theorien entwickelt worden, die eine Erklärung liefern. Die bekanntesten Theorien sind die Ionenfangtheorie von WILSON und die Zersprühtheorie von SIMPSON, die auf dem LENARD-Effekt beruht.

WILSON betrachtet die Gewitterwolke als ein Dielektrikum im Kondensator Erde-Luft. Die Erde ist die negative Kondensatorplatte, die Ionosphärenschichten die positive. In diesem elektrischen Kraftfeld bewegen sich die positiven Ionen abwärts und die negativen aufwärts. Außerdem werden die darin schwebenden Tropfen durch Influenz polarisiert mit positiver Ladung an der Unterseite und negativer Ladung an der Oberseite. Die aufsteigenden Tropfen fangen darum durch die anziehende Wirkung entgegengesetzter Ladungen die sich abwärts bewegenden positiven Ionen ein und befördern so positive Ladung in den obersten Teil der Gewitterwolke. Die fallenden Niederschlagsteile fangen aufsteigende negative Ladung ein und führen so zu der negativen Ladung des mittleren und unteren Wolkenteils.

Die Theorie von SIMPSON geht davon aus, daß Tropfen bei Überschreiten eines Durchmessers von über 5 mm zerplatzen müssen. Dabei sind die kleinen ab-

spritzenden Teilchen der Oberflächenschicht nach dem LENARD-Effekt negativ geladen, während die größeren Resttropfen positive Ladung aufweisen. Die größten Tropfen entstehen in der Gewitterwolke dort, wo große Niederschlagselemente in fester Form, besonders Graupel- und Hagelkörper, schmelzen, also in der Abwindströmung unter der 0°C-Grenze, wodurch das untere positive Ladungszentrum erklärt wird. Die negative Ladung verteilt sich durch Turbulenz seitwärts und aufwärts davon. Derselbe Effekt entsteht bei der Zersplitterung der fein verzweigten Eiskristalle, die sich im oberen Teil der Wolke oberhalb der -20°C-Isotherme befinden. Die leichten negativen Splitterchen werden aus der Wolke herausgetragen, und es bleibt im oberen Teil die positive Ladung der größeren Eiskristalle übrig.

Neuere amerikanische Experimente im Laboratorium haben gezeigt, daß Phasenübergänge bei der Ladungstrennung eine Rolle zu spielen scheinen. Es zeigt sich, daß zwischen Wasser und Eis ein elektrisches Potential entsteht, sobald stark verdünnte, wäßrige Lösungen gefrieren, wobei Eis eine negative Ladung erhält, während das Wasser positiv geladen ist. Günstige Bedingungen für die Ladungstrennung in Gewitterwolken bestehen darum dann, wenn Hagel- oder Graupelkörner mehr Wasser aufnehmen als sofort gefrieren kann. Wenn dann nach dem Einsetzen des Gefriervorganges durch die Luftströmung etwas Wasser wieder weggerissen wird, dann besitzen diese Tröpfchen positive Ladung, die sie im Aufwind mit in den oberen Teil der Wolke tragen, während die größeren negativen Teilchen den mittleren und unteren Wolkenbereich anfüllen.

2) Einteilung der Gewitter

Die Voraussetzungen für die Entstehung einer Gewitterwolke (Cumulonimbus) sind (s. Abschn. 9.3.5.) eine hochreichend labil geschichtete Atmosphäre und ausreichend Wasserdampf. Die labile Schichtung kann durch Erwärmung der unteren oder durch Abkühlung der oberen Luftschichten erreicht werden.

Wird die Labilisierung und damit die Ausbildung einer Gewitterwolke durch Erwärmung von unten her ausgelöst, so entsteht ein Wärmegewitter, erfolgt die Abkühlung durch einen frontalen Vorgang in den oberen Schichten, kommt es zur Ausbildung von Frontgewittern.

a) Wärmegewitter

Wärmegewitter entstehen an Konvergenzen innerhalb von einheitlichen Luftmassen, wobei die am Boden erhitzte Luft zum Aufsteigen gezwungen wird. Sie treten dementsprechend vor allem in den Nachmittagsstunden der warmen Jahreszeit auf; über warmem Wasser sind jedoch die Abend- und Nachtstunden bevorzugt, wenn sich die höher gelegenen Luftschichten durch Wärmeausstrahlung an Wolkenoberflächen abkühlen.

b) Frontgewitter

In den gemäßigten Breiten sind Frontgewitter die häufigsten Formen der Gewittererscheinungen. Sie entstehen meist an aktiven Kaltfronten mit starker Abkühlung der höheren Luftschichten und können auch in der kalten Jahreszeit beobachtet werden. Seltenere sind die Warmfrontgewitter. Beim Aufgleiten bereits feucht labil geschichteter Warmluft verstärkt sich der vertikale Temperaturgradient, da die Abkühlung infolge geringeren absoluten Wasserdampfgehalts in der Höhe stärker ist als in tieferen Schichten (Aufgleitgewitter). Es kann aber auch dann zur Ausbildung einer feucht labilen Schichtung kommen, wenn in mittleren Höhen eine feuchte Luftschicht eingeschoben wird, die sich bei Hebung feuchtadia-

batisch, also weniger stark abkühlt als eine darüber liegende trockenere Luftschicht, deren Temperaturänderung trockenadiabatisch erfolgt. (Einschubgewitter bei latenter Labilität.) Diese Gewitterart hat ihre Basis in mittleren Höhen von 3000 bis 5000 m.

10.8.2. Trombe und Tornado

Die Trombe ist ein Wirbelwind, der durch einen Wolkenschlauch (tuba) an der Basis eines Cumulonimbus erkennbar ist. Die gleichzeitig auftretende Fußwolke besteht aus Wassertröpfchen, Staub, Sand oder anderen kleineren Teilchen, die von der Meeresoberfläche beziehungsweise vom Erdboden emporgerissen werden. Über See nennt man die Trombe auch „Wasserhose“ und über Land „Windhose“. Der Durchmesser einer Trombe reicht von wenigen Metern bis zu einigen Dekametern. Unter Tornado versteht man einen heftigen Wirbelwind, der einen merklich größeren Durchmesser als eine Trombe hat und besonders häufig in Amerika auftritt.

ROSSMANN gibt in der Meteorologischen Rundschau 1958, Heft 2, eine Schilderung der Vorgänge in Tromben und Tornados, die hier wiedergegeben werden soll.

„Beide, sowohl Tornados wie Wasserhosen, sind atmosphärische Wirbel von einem Längen/Durchmesser-Verhältnis größer als 1. Sie fallen fast nur aus der Basis reifer Gewitterwolken heraus und erstrecken sich in recht kurzer Zeit von der Größenordnung einer Minute zum Erdboden herab. Im oberen Teil werden sie zuerst sichtbar durch einen Kondensationsprozeß, der sich ebenfalls abwärts ausbreitet. Auf diese Weise entsteht eine sich kegelförmig gegen die Erdoberfläche verjüngende, in selteneren Fällen auch zylindrische Schlauchwolke (in der englischen Literatur „funnel“ oder „pendant cloud“). In seltener beobachteten Fällen ist dieser Schlauch nur oben entwickelt und endet blind in der Luft. Aber ein abwärtsgerichteter Kondensationsprozeß und eine Form von annähernd rotationssymmetrischem Querschnitt kennzeichnet beide Erscheinungen. Der Schlauch kann sowohl horizontale Pendelungen ausführen, als auch sich in seiner Länge bald ausdehnen, bald verkürzen, endlich Hüpfbewegungen am und über dem Boden ausführen.“

Am Boden bildet sich nicht selten gleichzeitig, d. h. noch bevor die Schlauchwolke dort auftritt, eine Wolke von sehr viel größerem Durchmesser, welche die Verlängerung der Achse des Schlauches oder diesen selbst ringförmig umgibt und in Struktur, Farbe und Dichte deutlich von ihm verschieden ist. Diese „Fußwolke“ baut sich von unten nach oben auf, und zwar nicht aus Wolkenelementen, sondern aus fremdem Material, Teilchen, welche der Unterlage entstammen. Über Land besteht die Fußwolke überwiegend aus Staub und Steinen, gegebenenfalls auch aus Halmen, Blättern und Zweigen, nach Passieren menschlicher Kulturstätten auch aus Trümmern von Gegenständen des Zerstörungsweges. Über See ist die Fußwolke stets eine Kaskade aus gröberen bis zu sehr feinen Wassertropfen, die fast immer mehr senkrecht und zusammengefaßt entwickelt ist als die entsprechende Erscheinung über Land. Diese Wasserstaubwolke besteht offenbar aus zerstücktem Seewasser; sie ist als ein besonders hochreichender und in auffallend regelmäßiger Form auftretender Gischt um den Schlauch herum anzusehen. Obwohl diese Gischtwolke wie auch die Staubwolke der Tornados kann bis zu 100 Metern und mehr emporwachsen.“

Über die Entstehung von Tromben und Tornados gehen die Meinungen auseinander. RAETHJEN glaubt, daß der Wirbel durch besonders stark aufstrudelnde, sehr feuchte Warmluft verursacht wird. Im Bereich der auf-

strudelnden Luft entsteht eine Zone starken Druckfalles auf engem Raum. Zum Ausgleich des damit verbundenen starken Druckgradienten strömt sofort von allen Seiten Luft nach innen, die nach dem Flächenerhaltungssatz in lebhaftere Rotation kommt, ähnlich wie der Wasserwirbel über der Öffnung einer Badewanne beim Ablassen des Wassers.

Wasser, Staub und Gegenstände werden von diesem emporsprudelnden Wirbel erfaßt und emporgerissen.

Der nach dem Zentrum zunehmenden Rotationsgeschwindigkeit entspricht eine zunehmende Zentrifugalbeschleunigung, die ein Zusammenfließen der Luft bis zum Zentrum verhindert und so durch das sich einspielende Gleichgewicht zwischen Druckgradient und Zentrifugalkraft den Trombenschlauch stabilisiert. Der Wolkenschlauch ist nach RAETHJEN eine Fläche konstanten Druckes mit demselben Druck wie die Wolkenuntergrenze, aus der er nach unten herauswächst. Er ist das Produkt adiabatischer Abkühlung der von seitwärts und von unten aus Flächen höheren Druckes angesaugten Luft.

Tornados sind warmluft-interne Vorgänge. Die Voraussetzungen für ihre Entstehung sind:

- 1) eine äußerst labile Schichtung der Warmluft,
- 2) das Zusammentreffen sehr hoher Temperaturen und eines extrem hohen Wassergehalts (Dampfdrucks) in den unteren Luftschichten,
- 3) das Vorhandensein einer relativ trockenen Luftschicht zwischen etwa 1000 und 2000 m (900 und 800 mb). Nach amerikanischen Arbeiten (u. a. Showalter) ist bei den meisten untersuchten Tornados festgestellt worden, daß in den genannten Schichten relativ trockene Luft eingelagert ist. Dieser trockenen Schicht soll eine besondere Bedeutung zukommen. Hat nämlich auf Grund der allgemeinen Labilität ein Gewitter mit festem Niederschlag eingesetzt, so kühlt sich diese Schicht durch Berührung mit dem kalten Niederschlag und durch das Schmelzen und Verdunsten dieses Niederschlags auf die Feuchttemperatur beim vorhandenen Luftdruck ab; es entsteht ein abgeschlossener Kaltluftkörper, der weitere heftige Umlagerungen auslöst,
- 4) als Auslösemechanismus eine stark gekrümmte, zyclonale Zirkulation, die nach amerikanischen Feststellungen unbedingt zur Entstehung eines Tornados nötig ist (ESPY),
- 5) günstige orographische Verhältnisse, die an Berghängen Vertikalbewegungen besonders leicht auslösen können.

Das Zusammenwirken zumindest der unter 1) und 4) genannten Faktoren ist die notwendige Voraussetzung für die Entstehung eines Tornados. Eine eingehende Untersuchung des letzten in Deutschland bei Pforzheim beobachteten Tornados ergab, daß in diesem Raum alle genannten Voraussetzungen erfüllt waren. Dieser Tornado zog auf einer fast geradlinigen Bahn von etwa 30 km Länge und nur 500 bis 600 m Breite mit einer mittleren Verlagerungsgeschwindigkeit von 55 bis 60 km/h und hatte verheerende Verwüstungen zur Folge.

Die mit einem Tornado verbundenen Zerstörungen kommen durch drei verschiedene Vorgänge zustande:

- a) durch ein Auf- oder Auseinandersprennen von Gebäuden oder Gegenständen durch die plötzlichen Druckunterschiede zwischen innen und außen, die sich nicht schnell genug ausgleichen können,
- b) durch den Winddruck des Wirbels,
- c) durch den Aufprall umherfliegender Trümmer.

In Mitteleuropa sind Tornados sehr selten, in Amerika dagegen werden jährlich 600 bis 800 gezählt. Deshalb besteht dort ein umfangreiches Warnsystem, das auch über ein relativ dichtes Wetterradarnetz verfügt.

Tromben sind wesentlich schwächere und kleinräumigere Erscheinungen als Tornados und deshalb meist harmlos.

10.8.3. Tropische Wirbelstürme

Tropische Wirbelstürme sind in den Tropen entstandene Sturmtiefs, die bei kräftiger Entwicklung eine besondere Struktur (Auge, Orkanring) aufweisen. Sie können furchtbare Zerstörungen durch Orkanwinde, Seegang, Sturmfluten und verheerende Regenfälle hervorrufen.

Für tropische Tiefdruckgebiete werden im Nordatlantik und östlichen Nordpazifik folgende Bezeichnungen verwendet:

Tropische Tiefdruckstörung (englisch: tropical disturbance): Schwache Tiefdruckstörung ohne geschlossene zyklonale Bodenzirkulation.

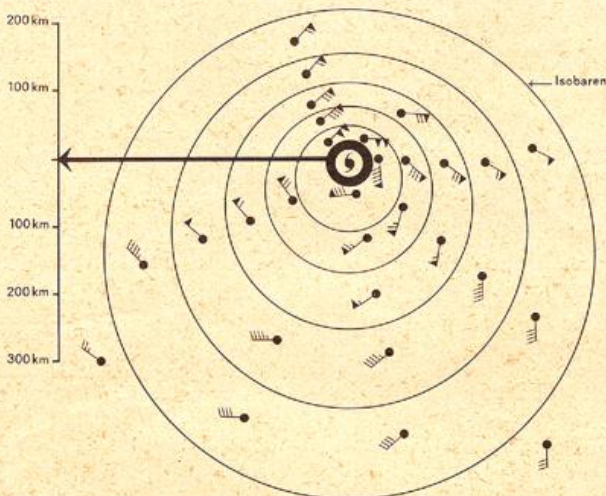
Tropische Depression (tropical depression): Winde bis höchstens 33 Knoten (bis Bft. 7).

Tropischer Sturm (tropical storm): Winde 34 bis 63 Knoten (Bft. 8 bis 11).

Tropischer Orkan oder Hurrikan (hurricane): Winde \geq 64 Knoten (Bft. 12).

Dementsprechend unterscheidet man die Sturmwarnung (gale warning) vor Windstärken 8 – 11 Bft. und die Hurrikanwarnung (hurricane warning) vor Windstärke 12 Bft. Bei der Beschreibung der Druckverteilung gilt ähnliches; ein gale center (Sturmtief) meint hier ein Tief, in dessen Bereich Windstärken von 8 – 11 Bft. auftreten.

Der Tropenorkan heißt im westlichen Nordpazifik Taifun (typhoon). Örtlich gibt es eine Reihe von Sonderbezeichnungen. Wenn wir im folgenden vom Hurrikan sprechen, meinen wir allgemein einen tropischen Orkan. Die durch direkte Wetterfliegerkundung (erster Einflug in einen Hurrikan fand 1943 statt) und durch Radar-aufnahmen vom Boden und vom Flugzeug aus gesammelten Daten über tropische Wirbelstürme werden seit



Windverteilung in einem typischen 100-Knoten-Hurrikan, Windstärken in Knoten

Aus: Heavy Weather Guide, U. S. Naval Institute Annapolis, Maryland, 1965, S. 43

Abb. 82

Windverteilung in einem typischen 100-Knoten-Hurrikan, Windstärken in Knoten (aus: Heavy Weather Guide, U. S. Naval Institute, Annapolis, 1965)

1960 durch Wettersatelliten-Aufnahmen (ab 1960 TIROS, ab 1964 NIMBUS, ab 1966 ESSA) ergänzt, insbesondere bezüglich der rechtzeitigen Erkennung und der Bahnverfolgung. Die schematische Bodenwetterkarte (Abb. 82) eines typischen 100-Knoten-Hurrikans zeigt deutlich die asymmetrische Form. Auf der rechten Bahnseite, die dem jeweiligen steuernden Subtropenhoch zugewandt ist, besteht meistens das stärkere Luftdruckgefälle; jedoch gibt es Ausnahmen, wo ein kaltes Hoch mit dem tropischen Wirbelsturm die größeren Luftdruckgegensätze hervorruft.

Am Umfang kommen sehr unterschiedliche Tropenorkane vor, auch bei ähnlichen Kerndrücken. Bei Luftdrücken von 950 mb im Zentrum wurden Radien von 100 km bis 1000 km für die zyklonale Bodenzirkulation (bis zur äußersten geschlossenen Isobare) gefunden.

Im ausgewachsenen Hurrikan weist das windschwache, aber von hohen Kreuzsees durchsetzte Auge im Mittel einen Durchmesser von 13 sm auf; im Entwicklungsstadium ist es wesentlich kleiner, während größere Augen Durchmesser von 30 sm und mehr haben. Die Gestalt des Auges ist nicht immer kreisförmig; es gibt längliche, vergrößerte Formen (Hauptachse in Richtung der Zugbahn) und gelegentlich zweigeteilte Zentren mit mehr oder weniger deutlichen Augen. Die Gestalt des Auges kann sich dabei sogar innerhalb kurzer Zeit merklich ändern, wie Radaraufnahmen gezeigt haben. Dies wird mit dem Einmünden von konvektiven, sehr labilen Regenbändern im Zusammenhang stehen.

Der Übergang vom windschwachen Auge zum umgehenden Orkanring (auch als Wolkenwall bezeichnet) erfolgt außerordentlich plötzlich; auf einer Strecke von 100 m kann der Wind z. B. von 10 kn auf 130 kn zunehmen, und man spricht treffend von einer „Orkanmauer“, in der auch schwerste Regenfälle auftreten. Dementsprechend groß ist das Luftdruckgefälle, und die Barographen zeigen beim Passieren des Zentrums den bekannten „Trichter“ (vgl. Abb. 83). Im Orkanring herrscht durchweg eine sehr große Böigkeit. Die Breite des Orkanringes variiert sehr von Fall zu Fall. Die räumlich kleinen Hurrikane können dabei genau so hohe Windstärken aufweisen wie die großen. Im Durchschnitt wird ein ausgewachsener Hurrikan die Breite des Orkanringes von rund 35 sm haben. Es kommen aber Breiten bis 80 sm vor, so daß dann die gesamte Breite des vom Orkanfeld erfaßten Gebietes – bei der Überquerung durch den Hurrikan – bei mindestens 175 sm liegt, wobei der Durchmesser des Auges mit mindestens 15 sm angesetzt ist.

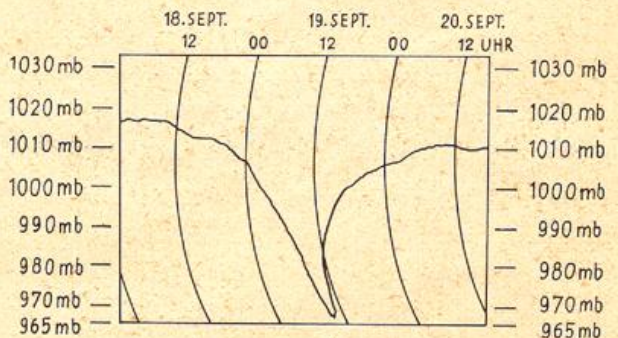


Abb. 83 Barographenkurve mit „Luftdrucktrichter“. New Orleans 1947

Eine grobe Abschätzung der maximalen Windstärke in einem tropischen Tief kann nach R. D. FLETCHER mittels einer Faustformel

$$v_m \text{ (in Knoten)} = 16 \sqrt{p_{\text{rand}} - p_{\text{zentrum}}}$$

erfolgen, wo die Luftdrucke in mb genommen werden. p_{rand} bezeichnet dabei den Luftdruck auf der äußersten

geschlossenen (Rand)-Isobare des tropischen Tiefs; stattdessen kann man näherungsweise auch den normalen Luftdruck für den Ort des Hurrikans und die Jahreszeit nehmen. Der Luftdruck im Zentrum wird durch die Aufklärung der USA-Hurrikan-Jäger mehr oder weniger oft bekannt sein und in den Wetterberichten und Hurrikanwarnungen mitverbreitet. Wenn die Randisobare mit 1010 mb zu bezeichnen ist, dann liegt der Orkanbeginn nach der obigen Formel bei einem Luftdruck im Zentrum von 994 mb. Bei $p_{\text{Zentrum}} = 910$ mb würde ein Maximalwind von 160 kn herauskommen, für den beobachteten tiefsten Luftdruck der Westhemisphäre — im Südflorida-Hurrikan in Long Key/Florida am 2. 9. 1935 — von 893 mb ein Maximalwind von rund 173 kn. Der bisher bekannt gewordene tiefste Luftdruck in einem tropischen Wirbelsturm betrug 873 mb am 23. 9. 1958 im Taifun IDA auf 17,3°N, 135,7°E. Die Ausdehnung des gesamten Sturmfeldes (Windstärken mindestens 8 Bft. oder 34 kn) umfaßt im Nordatlantik für ausgewachsene, kräftige Hurrikane ein Gebiet mit einem Durchmesser von 350 sm; im Einzelfall kann der Durchmesser bis 500 sm betragen.

Das Einströmen des Windes über See beträgt in den unteren Schichten in 10° Nordbreite im allgemeinen etwa 30°, in 30° Nordbreite etwa 20°, d. h. die Winde schneiden die Isobaren beim Einwärtsströmen unter diesen Winkeln. Dies gilt beim Tropenorkan jedoch nur für die Zone außerhalb des Wolken- und Orkanwalles und nur für den stationären Fall, aber nicht für wandernde und sich vertiefende Zyklonen, in denen ein größeres Einströmen stattfindet. Das Einströmen ist außerdem in den einzelnen Sektoren eines Hurrikans verschieden. Andererseits nimmt der Einströmungswinkel mit Annäherung an den ringförmigen Wolken- und Orkanwall allgemein rasch ab, und im Wall selbst herrscht praktisch eine isobaren-parallele Luftströmung.

Im Tropenorkan herrschen andere Temperaturverhältnisse als in der ungestörten tropischen Atmosphäre. Der Tropenorkan ist erheblich wärmer als seine Umgebung, im Auge in 10 bis 12 km Höhe um etwa 10°C. Von besonderer Bedeutung ist, daß die Lufttemperaturen in der untersten Atmosphäre, wo die hauptsächlichste Zufuhr der warmen und feuchten Luft stattfindet, trotz

Annäherung an den tiefen Druck keine adiabatische Abkühlung zeigen. Hier kommt die Wichtigkeit von Vorgängen turbulenten Ausmaßes (micro scale) durch den Übergang von fühlbarer Wärme und von Feuchtigkeit vom Ozean in die Atmosphäre zum Vorschein. In der Horizontalen ist das größte Temperaturgefälle im meist ringförmigen (nicht immer geschlossenen) Wolkenwall am Rande des Auges vorhanden.

Die Höhenabweichungen der Druckflächen im Tropenorkan von der ungestörten tropischen Atmosphäre korrespondieren mit den Temperaturabweichungen. Die horizontalen Druckgradienten erreichen ihr Maximum in der Wolken- und Orkanmauer, was mit dem Befund der höchsten Windstärken übereinstimmt. Hier haben die Druckflächen in der unteren und mittleren Troposphäre Neigungen von 1 : 100 und sind damit um 2 Zehnerpotenzen größer als in den sonstigen Fällen der tropischen Atmosphäre. Die Neigungen der Druckflächen und die Windgeschwindigkeiten folgen dem zyklotropischen Gesetz.

Die Entstehungsgebiete (Herdgebiete) tropischer Wirbelstürme befinden sich in der Nähe der tropischen Tiefdruckrinne, sofern diese um mindestens 5 Breitengrade vom Äquator entfernt ist. Nur dann können sich aus kleineren Tiefdruckgebieten tropische Wirbelstürme entwickeln, da die horizontale Corioliskraft für die Bildung eines Sturmtiefs gewisse Mindestgrößen verlangt.

Als weitere notwendige Voraussetzung für die Bildung und das Fortbestehen tropischer Wirbelstürme muß die fortlaufende Freisetzung erheblicher latenter Wärme beim feucht-adiabatischen Aufsteigen der meeresnahen Luftmassen gelten. PALMÉN wies darauf hin, daß tropische Sturmtiefs sich nur in solchen Meeresgebieten bilden, deren Oberflächentemperaturen mindestens 26 bis 27° haben. Erst dann besteht nämlich gegenüber der ungestörten tropischen Atmosphäre — aber nur zu gewissen Jahreszeiten, z. B. für den karibischen Raum im Spätsommer, die Möglichkeit eines Aufsteigens der unteren Luftmassen bis in sehr große Höhen. Die Abb. 84 gibt nach BERGERON die Hauptzugbahnen tropischer Wirbelstürme zum Herbstbeginn jeder Halbkugel und die zugehörigen mittleren Oberflächenwassertemperaturen wieder.

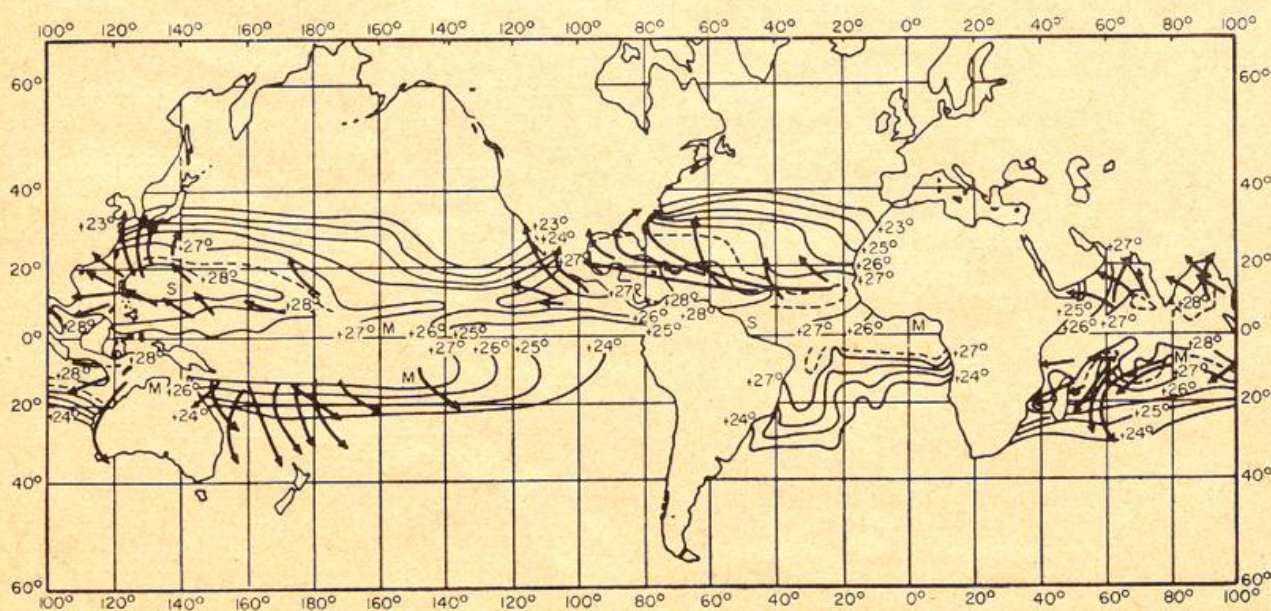


Abb. 84
Schematische Zugbahnen tropischer Wirbelstürme und mittlere Isothermen der Meeresoberfläche für den Herbstanfang jeder Halbkugel (nach BERGERON, 1954)

Allgemein läßt sich feststellen, daß die Saison der tropischen Wirbelstürme im Spätsommer und Herbst jeder Halbkugel liegt; dann befindet sich die tropische Tiefdruckrinne am weitesten vom Äquator entfernt (ausgenommen sind der Südatlantik und der östliche Südpazifik, da die tropische Tiefdruckrinne diese Meeresgebiete nicht erreicht), und das Wasser ist am wärmsten. Jedoch machen die Monsungebiete eine Ausnahme; hier fällt die Hauptsaison in die Zeiten des Kenterns der Monsune (Mai/Juni und Okt./Nov.), wo also keine wesentliche vertikale Windscherung auftritt, welche hinderlich für die Entwicklung von hochreichenden Konvektionszellen ist.

Als notwendige Voraussetzungen zur Bildung von tropischen Wirbelstürmen werden also die Existenz kleiner, schwacher Tiefdruckstörungen nahe der tropischen Tiefdruckrinne oder in den Passatregionen in genügendem Abstand vom Äquator und das Auftreten von hochreichenden konvektiven Umlagerungszellen angesehen. Sowohl schwache tropische Tiefdruckstörungen als auch konvektive Umlagerung in hochreichenden Cb kommen relativ häufig vor; aber nur selten entwickelt sich daraus ein tropischer Wirbelsturm. Die hinreichenden Bedingungen, wann sich nun tatsächlich Tropenorkane entwickeln, sind noch nicht genügend bekannt. Der „Starter“ für die Auslösung der Entwicklung

zum tropischen Wirbelsturm, als die Ursache für eine organisierte, geordnete Zirkulationsverstärkung, ist in Einzelheiten noch rätselhaft. Zum Teil wird die Ursache in dem Zusammenwirken einer oberen Druckwelle (höherer Luftdruck) aus einer großräumigen synoptischen Anordnung mit einer flachen troposphärischen, relativ kleinen Tiefdruckstörung gesehen.

Treten Tropenorkane auf das Land über, so füllen sie sich — hauptsächlich wegen des Ausbleibens der Wasserdampffuhr — bald auf. Geraten sie über kühleres Wasser, so wird das Aufsteigen unterer Luftmassen stark gedämpft oder verhindert; die Hurrikane füllen sich dann meistens auf, sofern nicht andere synoptische Vorgänge (Fronten usw.) eine Belebung zu einem außertropischen Tief begünstigen.

Radaraufnahmen

Für die Beobachtung durch Bodenwetterradars gibt die Abb. 85 ein Beispiel. Dieser Hurrikan Betsy aus dem Jahre 1965 schlug vom 4. auf den 5. September nördlich der Bahamas in seiner Zugbahn eine Spitzkehre ein, passierte die Südküste Floridas und erreichte am 10. September die Küste der USA südlich von New Orleans mit einem Druckzentrum von unter 940 mb. Er richtete Schäden von 1.419,8 Millionen Dollars an; 75 Menschen kamen ums Leben.

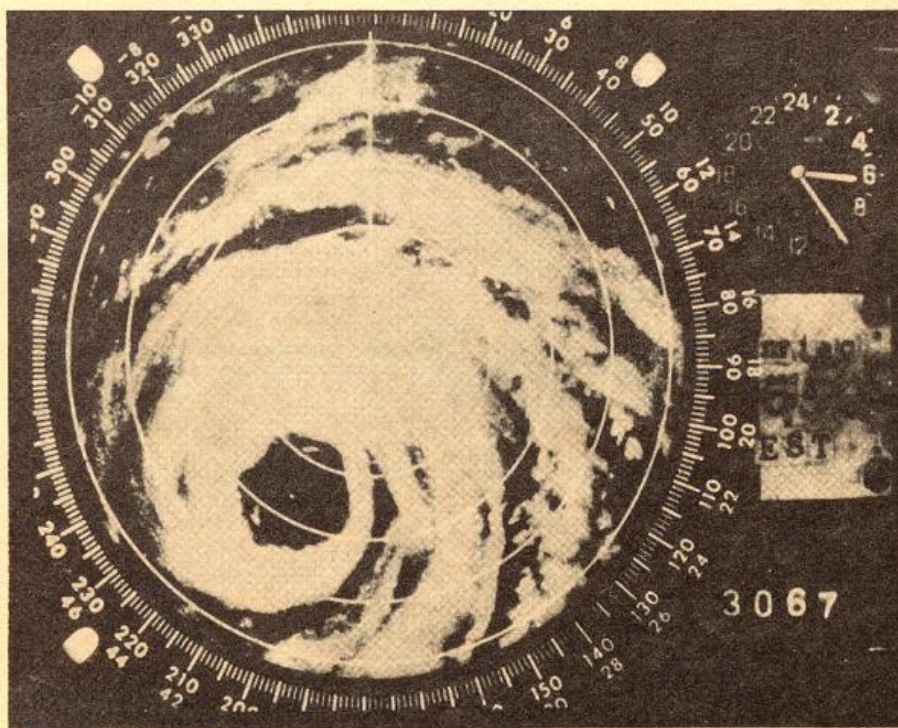


Abb. 85
Radarbild vom Hurrikan Betsy (am 8. September 1965) von der Bodenwetterstation Miami. Kreise markieren Abstände von 20 sm

10jährige Erfahrungen der USA-Wettererkundungsflüge mit ihren Radaraufnahmen sind in einem Hurrikan-Modell (Abb. 86) wiedergegeben. Der obere Teil der Abbildung zeigt die im Radar auftretenden Wolken- und Regenfelder, insbesondere den ringförmigen Wall und die spiralförmigen Regenbänder. Beachtenswert ist, daß die hauptsächlichste Energiequelle auf der rechten Bahnseite vorhanden ist. Der untere Teil der Abbildung enthält einen schematischen Vertikalschnitt senkrecht zur Zugbahn mit Wolkendarstellung sowie das Einströmen bis zum Wolkenwall, in der Höhe ist das allseitige Ausströmen deutlich erkennbar.

Wettersatelliten

Die Wettersatelliten-Aufnahmen ergaben Einblicke in die schematische Entwicklung von tropischen Sturmtiefs: Die anfängliche easterly wave mit dem Wolkenfeld auf der Ostseite und parallel zur Achse der Welle (Abb. 87, A), dann die Abspaltung einer „komma-artigen“ Wolken- und Regenmasse (Abb. 87, B), später die entscheidende, sich weiter schließende komma-artige Wolken- und Regenmasse (Abb. 87, C) bis zur Entwicklung eines tropischen Sturms (hier Windgeschwindigkeiten bis 40 kn) mit deutlich erkennbarem Ausströmen in 200 mb (Abb. 87, D). Aufnahmen durch Wettersatelli-

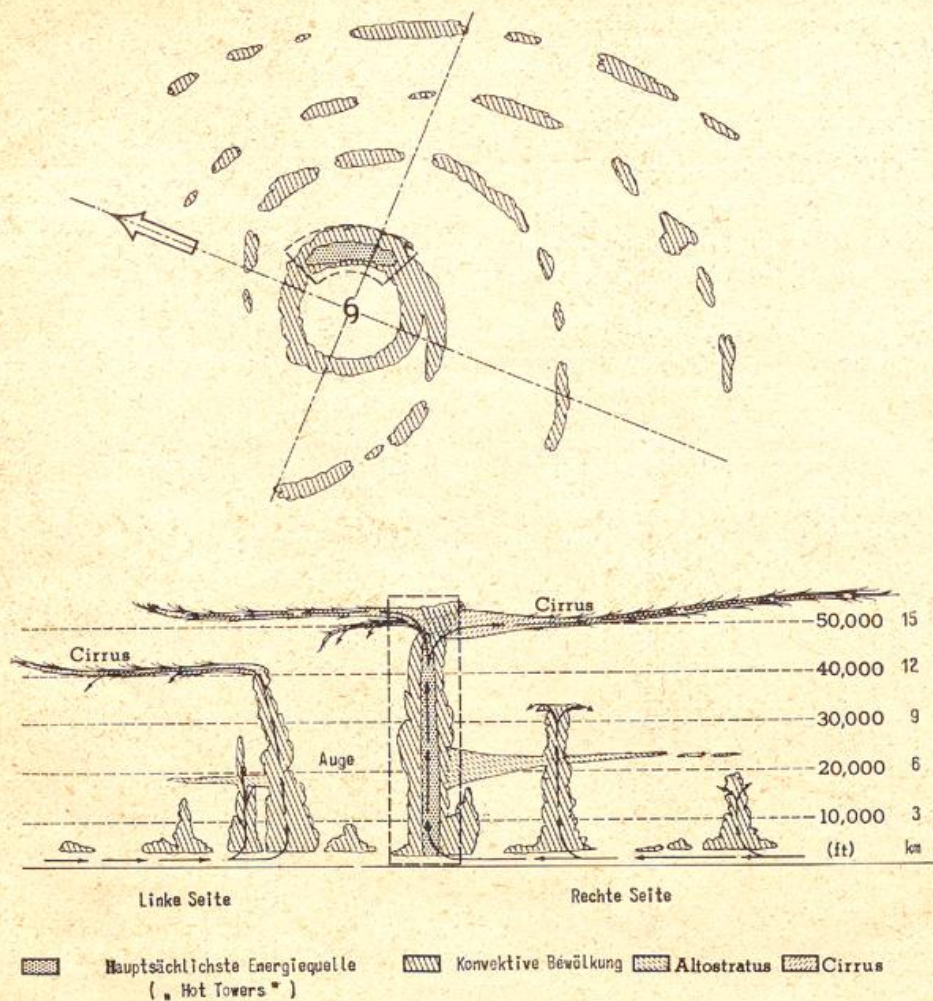


Abb. 86
Hurrikan-Modell nach zehnjährigen USA-Wettererkundungsflügen. Oben das Radarbild mit dem Ringwall um das Auge und die spiralförmigen Regenbänder, unten ein Vertikalschnitt quer zur Zugbahn des Hurrikans durch das Auge

ten belegten, daß wesentlich mehr tropische Wirbelstürme existieren als bisher angenommen wurde. Wenn auch einfache Beziehungen zwischen den Wolkenaufnahmen durch Wettersatelliten und den anderweitig bestimmten maximalen Winden nicht festgestellt werden konnten, so zeigen weitere Unterscheidungsmerkmale je nach dem Entwicklungsstadium des Hurrikans (Vorhandensein des Auges oder nicht, Stadium des Cirrus-Ausströmens, Grad der spiralförmigen Wolkenorganisation) schon vielversprechende Ergebnisse, vorausgesetzt, daß der Durchmesser des Sturmes größer als 240 sm (4 Breitengrade) war.

Die folgende Zusammenstellung bringt eine *mittlere geographische Verteilung* von schweren tropischen Stürmen und Hurrikans (≥ 10 Bft; ≥ 48 kn) nach DUNN und MILLER (1960):

	Anzahl in 10 Jahren
Nordatlantik	75
Nordpazifik/Ostteil	57
Nordpazifik/westlich von 170° E	211
Golf von Bengalen	60
Arabische Meer	15
Südindik/Westteil	51
Südindik/nordwestlich Australien	9

Die Häufigkeit der tropischen Wirbelstürme kann aber in einzelnen Jahren große Abweichungen aufweisen. Im Nordatlantik kam es in einem 63jährigen Zeitraum in 2 Jahren zu 11 Hurrikans pro Jahr, in 2 Jahren aber auch zu null Hurrikans pro Jahr.

Hurrikan-Warnungen und -Vorhersagen

Im Nordatlantik betreiben die USA eine intensive und wirkungsvolle Hurrikanerkundung und verbreiten insbesondere nummerierte Hurrikan-Warnungen, z. B. über Washington (NSS), Miami/Florida und San Juan/Puerto Rico. Die tropischen Stürme und Hurrikane werden dabei entsprechend ihrem zeitlichen Auftreten in alphabetischer Reihenfolge mit Mädchen-Vornamen bezeichnet. Bezüglich der Sendezeiten, Frequenzen, betreuten Gebiete usw. wird auf den Nautischen Funkdienst (Bd. III) verwiesen.

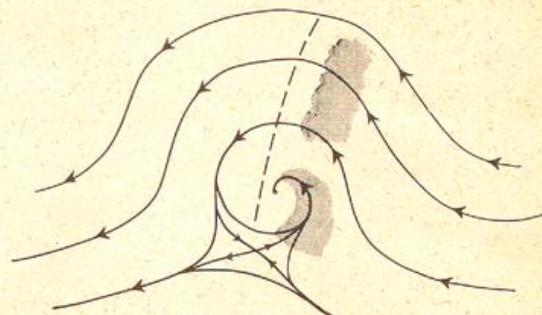
Die Vorhersagen über die Wanderung (Marschrichtung und Geschwindigkeit) eines Hurrikans sind mit erheblichen Unsicherheiten behaftet. Die im Durchschnitt auftretenden Abweichungen von der Vorhersageposition eines Hurrikans für einen 24 Stunden späteren Zeitpunkt erfaßt man etwa durch einen einzukalkulierenden „Fehlerkreis“ mit einem Radius von einem Drittel des angesagten Hurrikan-Etmals (Etmal = Weg in 24 Stunden). Statt an der Vorhersageposition kann das

A. Die tropische Tiefdruckstörung (keine geschlossenen Bodenisobaren)



Wolkenmasse auf Ostseite und etwa parallel zur zyklonalen Wellenachse

B. Die tropische Depression I ; maximale Windstärke unter 20 kn



Die „komma-artige“ Bewölkungsanordnung ; Zentrum schlecht definiert

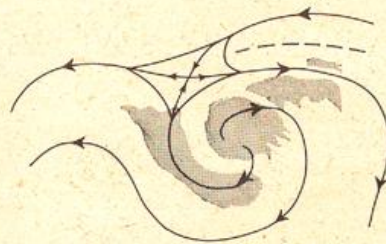
C. Die tropische Depression II ; maximale Windstärke 20 - 30 kn



Komma - Anordnung der Bewölkung; Zentrum gut erkennbar

Beginnende Bewölkungseintrübung des Zentrums; Anhaltspunkte für oberes Ausströmen

D. Die tropische Depression III oder der tropische Sturm I ; maximale Windstärke 31 - 40 kn



Zentrum durch Wolken überdeckt; ausgeprägtes Ausströmen in 200 mb

Abb. 87
Entwicklungsstadien eines tropischen Sturms nach Wettersatellitenaufnahmen, in den Teilen A bis C Stromlinien-Analysen vom Boden, im Teil D von 200 mb. Gestrichelte Linie ist die zyklonale Achse

Hurrikanzentrum irgendwo im Bereich dieses „Fehlerkreises“ liegen. Dies ist bei Ausweichmanövern zu beachten. Die relativ seltenen, unvermittelt auftretenden Schleifen oder scharfen Kursänderungen in der Zugbahn eines tropischen Wirbelsturmes sind damit aber meistens noch nicht erfaßt. Jedoch werden heutzutage

die unvermutet auftretenden Kursänderungen der tropischen Wirbelstürme durch die Radaraufnahmen der Landstationen und der Hurrikan-Jäger (Flugzeuge) sowie durch die Aufnahmen der Wettersatelliten rasch erkannt und alsbald in den Hurrikan-Warnungen verbreitet.

Literaturhinweise

- BERG, H.: Allgemeine Meteorologie.
Bonn: Dümmler 1948.
- BLÜTHGEN, J.: Allgemeine Klimageographie. 2. Aufl.
Berlin: W. de Gruyter 1966.
- EICHENBERGER, W.: Flugwetterkunde. 3. Aufl.
Zürich: Schweizer Druck- u. Verlagshaus 1966.
- FAUST, H.: Das große Buch der Wetterkunde.
Düsseldorf und Wien: Econ-Verlag 1968.
- FAUST, H.: Der Aufbau der Atmosphäre.
Braunschweig: Vieweg 1968.
- FLETCHER, N. H.: The physics of rainclouds.
Cambridge: Univ. Press 1962.
- FLOHN, H.: Vom Regenmacher zum Wettersatelliten.
Klima und Wetter.
München: Kindler-Verlag 1968.
- GEORGII, W.: Flugmeteorologie. 2. Aufl.
Frankfurt/M.: Akad. Verlagsges. 1956.
- HESSE, W. (Hrsg.): Handbuch der Aerologie.
Leipzig: Akad. Verlagsges. Geest u. Portig 1960.
- KEIL, K. (Hrsg.): Handwörterbuch der Meteorologie.
Frankfurt/M.: F. Knapp 1950.
- LINKE-BAUR: Meteorologisches Taschenbuch. Neue
Ausg. I. Band (2. Aufl.), II. Band (2. Aufl.), III. Band.
Leipzig: Akad. Verlagsges. Geest u. Portig 1962/70/57.
- MASON, B. J.: The physics of clouds.
Oxford: Clarendon Press 1957.
- PETTERSEN, S.: Introduction to meteorology. 3rd ed.
New York: McGraw Hill 1969.
- REGULA-ZIMMERSCHIED: Luftfahrtmeteorologie.
Bd. I. II.
Frankfurt/M.: Akad. Verlagsges. 1956/59.
- REITER, E. R.: Strahlströme. Ihr Einfluß auf das Wetter.
Berlin, Heidelberg, New York: Springer 1970.
- REUTER, H.: Die Wissenschaft vom Wetter.
Berlin, Heidelberg, New York: Springer 1968.
- RIEHL, H.: Introduction to the atmosphere.
New York: McGraw Hill 1965.
- SCHERHAG, R.: Neue Methoden der Wetteranalyse
und Wetterprognose.
Berlin: Springer 1949.
- SUTCLIFFE, R. C.: Weather and climate.
London: Weidenfeld and Nicolson 1966.
- TANCK, H.-J.: Meteorologie, Wetterkunde, Wetter-
anzeichen, Wetterbeeinflussung.
Reinbek b. Hamburg: Rowohlt Taschenbuch Verlag
1969.
- WACHTER, H.: Wie entsteht das Wetter? Meteorologie
für jedermann.
Frankfurt/M.: Umschau-Verlag 1969.

Anhang

International gebräuchliche Vorwörter bei Maßeinheiten für bestimmte Potenzen von 10 und ihre Abkürzungen:

Zehnerpotenz	Vorsilbe	Symbol
10^{12}	tera	T
10^9	giga	G
10^6	mega	M
10^3	kilo	k
10^2	hecto	h
10	deca	da
10^{-1}	deci	d
10^{-2}	centi	c
10^{-3}	milli	m
10^{-6}	micro	μ
10^{-9}	nano	n
10^{-12}	pico	p
10^{-15}	femto	f
10^{-18}	atto	a

Maßsysteme und deren Grundeinheiten MKS- und CGS-System

Grundgrößenarten	Grundeinheiten		Festlegung
	MKS-System	CGS-System	
Länge l, s, r	1 m (Meter)	1 cm (Zentimeter)	Durch eine Lichtwellenlänge
Masse m	1 kg (Kilogramm)	1 g (Gramm)	Urkilogramm
Zeit t, T	1 s (Sekunde)	1 s (Sekunde)	Der 86400te Teil des mittleren Sonnentages

Die *Kraft* ist eine abgeleitete Größenart. Im MKS-System ist ihre Einheit 1 Newton (N) = 1 kgm/s², im CGS-System 1 dyn = 1 cm g/s² = 10⁻⁵ Newton.

Technisches System

Grundgrößenarten	Grundeinheiten
Länge l, s, r	1 m (Meter)
Kraft F	1 kp (Kilopond)
Zeit t, T	1 s (Sekunde)

Die technische Kräfteinheit 1 kp ist das Gewicht der physikalischen Masseneinheit 1 kg am sog. *Normort*, an dem die Fallbeschleunigung den Normwert $g_n = 9,80665 \text{ m/s}^2$ besitzt (angenähert unter 45° Breite) (1 kp = 9,80665 Newton). Die *Masse* ist eine abgeleitete Größe. Ihre Einheit 1 m⁻¹ kp s² (= 9,81 kg) ist die Masse, die durch die Kraft 1 kp die Beschleunigung 1 m/s² erfährt.

Abgeleitete Einheiten in den 3 mechanischen Maßsystemen

Größenart	Definitionsgleichung	MKS-System	CGS-System	Technisches System
Fläche	$A = l^2$	1 m ²	1 cm ²	1 m ²
Volumen	$V = l^3$	1 m ³	1 cm ³	1 m ³
Frequenz	$\nu = 1/T$	1 s ⁻¹ = 1 Hz	1 s ⁻¹ = 1 Hz	1 s ⁻¹ = 1 Hz
Geschwindigkeit	$v = s/t$	1 m s ⁻¹	1 cm s ⁻¹	1 m s ⁻¹
Beschleunigung	$a = v/t$	1 m s ⁻²	1 cm s ⁻²	1 m s ⁻²
Winkelgeschwindigkeit	$\omega = v/r$	1 s ⁻¹	1 s ⁻¹	1 s ⁻¹
Winkelbeschleunigung	$\dot{\omega} = a/r$	1 s ⁻²	1 s ⁻²	1 s ⁻²
Masse	$F = ma$	1 kg (s. o.)	1 g (s. o.)	1 m ⁻¹ kp s ² (= 9,81 kg)
Kraft	$F = ma$	1 kg m s ⁻² = 1 N	1 g cm s ⁻² = 1 dyn	1 kp (= 9,81 kg) (s. o.)
Dichte	$\rho = m/V$	1 kg m ⁻³	1 g cm ⁻³	1 m ⁻⁴ kp s ²
Wichte	$\gamma = G/V$	1 N m ⁻³	1 dyn cm ⁻³	1 kp m ⁻³
Druck	$p = F/A$	1 N m ⁻²	1 dyn cm ⁻²	1 kp m ⁻²
Arbeit, Energie	$W = Fs$	1 N m = 1 Joule	1 dyn cm = 1 erg	1 kp m
Leistung	$P = W/t$	1 N m s ⁻¹ = 1 Watt	1 dyn cm s ⁻¹	1 kp m s ⁻¹
Impuls	$P = mv$	1 kg m s ⁻¹	1 g cm s ⁻¹	1 kp s
Drehmoment	$M = Fl$	1 N m	1 dyn cm	1 kp m

**Umrechnung von Maßeinheiten
Krafteinheiten**

	N	dyn	kp
1 Newton (N) =	1	10^5	0,102
1 dyn =	10^{-5}	1	$1,02 \cdot 10^{-6}$
1 kp =	9,81	$9,81 \cdot 10^5$	1

Druckeinheiten

	N/m ²	mb	at	Torr
1 N/m ² =	1	10^{-2}	$1,02 \cdot 10^{-5}$	$0,75 \cdot 10^{-2}$
1 mb =	10^2	1	$1,02 \cdot 10^{-3}$	0,750
1 at =	$0,981 \cdot 10^5$	981	1	736
1 atm =	$1,013 \cdot 10^5$	1013,25	1,033	760
1 Torr =	133	1,33	$1,36 \cdot 10^{-3}$	1

Energetische Einheiten

	Joule	kWh	kpm	kcal
1 J = 1 Nm =	1	$2,78 \cdot 10^{-7}$	0,102	$0,239 \cdot 10^{-3}$
1 kWh =	$3,6 \cdot 10^6$	1	$3,67 \cdot 10^5$	860
1 kpm =	9,81	$2,72 \cdot 10^{-6}$	1	$2,34 \cdot 10^{-3}$
1 kcal =	$4,19 \cdot 10^3$	$1,16 \cdot 10^{-3}$	427	1

Leistungseinheiten

	Watt	kpm/s	PS	cal/s	kcal/h
1 Watt = 1 J/s =	1	0,102	$1,36 \cdot 10^{-3}$	0,239	0,860
1 kpm/s =	9,81	1	$1,33 \cdot 10^{-2}$	2,34	8,43
1 PS =	735,5	75	1	176	632
1 cal/s =	4,19	0,427	$0,569 \cdot 10^{-2}$	1	3,60
1 kcal/h =	1,16	0,119	$1,58 \cdot 10^{-3}$	0,278	1

Wichtige physikalische Konstanten

Gravitationskonstante	$f = 6,670 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$
Molvolumen idealer Gase	$V_0 = 22,414 \cdot \text{dm}^3 \text{ mol}^{-1}$
Universelle Gaskonstante	$R = 8,3143 \text{ J } ^\circ\text{K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$
Avogadrosche Konstante	$N_A = 6,0225 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
Vakuumlichtgeschwindigkeit	$c = 2,99793 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$

Leitfäden für die Ausbildung im Deutschen Wetterdienst

- Nr. 1:
Allgemeine Meteorologie, 2. erweiterte Auflage.
(P. Bohr, P. Hess, Th. Meissner, C. Pflugbeil)
- Nr. 2:
Grundlagen der Wettervorhersage. Synoptische
Methoden. (H. Mollwo) 5,70 DM
- Nr. 3: in Vor-
bereitung
- Nr. 4:
Wetterbeobachtung, 2. Auflage in Be-
arbeitung
- Nr. 5:
Seewetterdienst und Maritime Meteorologie.
(H. Markgraf) 5,10 DM
- Nr. 6:
Instrumentenkunde 7,50 DM

