

LEITFÄDEN FÜR DIE AUSBILDUNG
IM DEUTSCHEN WETTERDIENST

Nr. 1

Allgemeine Meteorologie

Dritte, vollständig neu bearbeitete Auflage

Mit 136 Abbildungen und 35 Tabellen im Text
sowie 2 aerologischen Diagrammpapieren

Offenbach am Main 1987

Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes

ISSN 0459 – 0236
ISBN 3 – 88148 – 236 – 9

Herausgeber und Verlag: Deutscher Wetterdienst, Zentralamt,
Frankfurter Str. 135, 6050 Offenbach a.M.

Der Nachdruck, die photomechanische Wiedergabe oder eine sonstige Vervielfältigung dieses Leitfadens sind auch
auszugsweise nur mit schriftlicher Genehmigung des Verlages gestattet.

Inhalt	Seite
Vorwort	1
Einleitung, Begriffsbestimmungen	3
1 Zusammensetzung und Aufbau der Atmosphäre	
1.1 Allgemeines	5
1.2 Die trockene Atmosphäre. Homosphäre und Heterosphäre	5
1.3 Wasserdampf	5
1.4 Ozon	5
1.5 Kohlendioxid	6
1.6 Aerosolkerne	7
1.6.1 Bildungsprozesse	8
1.6.2 Ausfällen	8
1.6.3 Größenordnung und Einteilung	8
1.7 Luftverunreinigungen	8
1.8 Thermischer Aufbau der Atmosphäre	9
1.8.1 Troposphäre	10
1.8.2 Stratosphäre	11
1.8.3 Mesosphäre	11
1.8.4 Thermosphäre	11
1.8.5 Exosphäre	12
1.9 Elektrischer Aufbau der Atmosphäre	12
1.10 Magnetosphäre	12
2 Strahlungs- und Wärmehaushalt der Erde und der Atmosphäre	
2.1 Strahlung und Strahlungsgesetze	14
2.1.1 Elektromagnetisches Strahlungsspektrum	14
2.1.2 Definition von Strahlungsgrößen	15
2.1.3 Grundgesetze der Temperaturstrahlung (Schwarzkörperstrahlung)	16
2.1.3.1 Emissions-, Absorptions-, Reflexions- und Transmissionsgrad	16
2.1.3.2 Emissionsgrad eines Temperaturstrahlers und Kirchhoffsches Gesetz ...	16
2.1.3.3 Plancksches Gesetz	16
2.1.3.4 Stefan-Boltzmannsches Gesetz	17
2.1.3.5 Wiensches Verschiebungsgesetz	17
2.1.4 Strahlungstransport durch ein Medium	17

	Seite	
2.2	Die solare Strahlung	18
2.2.1	Allgemeines	18
2.2.2	Die spektrale Verteilung der solaren Strahlung	19
2.2.3	Die extraterrestrische Sonnenstrahlung	19
2.2.4	Schwächung der Sonnenstrahlung in der Atmosphäre	21
2.2.5	Direkte Sonnenstrahlung an der Erdoberfläche	22
2.2.6	Diffuse Sonnenstrahlung (Himmelsstrahlung)	22
2.2.7	Globalstrahlung	22
2.2.8	Einfluß der Bewölkung auf die Sonnenstrahlung	22
2.2.9	Globale Verteilung der solaren Strahlungsgrößen	22
2.2.10	Albedo und Strahlungsgewinn der Erdoberfläche an solarer Strahlung ..	23
2.2.11	Planetare Bilanz der solaren Strahlung	23
2.3	Terrestrische Strahlung	23
2.3.1	Strahlung der Erdoberfläche	23
2.3.2	Strahlung der Atmosphäre	25
2.4	Globale Strahlungsbilanzen	26
2.4.1	Erdoberfläche	26
2.4.2	Atmosphäre	26
2.4.3	Energieaustausch zwischen Erdoberfläche und Atmosphäre	27
2.5	Zeitliche und geographische Variation der Strahlungsbilanz der Erdoberfläche	27
2.5.1	Tagesgang der Strahlungsbilanz der Erdoberfläche	27
2.5.2	Jahresgang der Strahlungsbilanz der Erdoberfläche	27
2.5.3	Globale Verteilung der mittleren jährlichen planetaren Strahlungsbilanz (Erde einschließlich Atmosphäre)	28
2.6	Nicht strahlungsbedingte Energieaustauschprozesse zwischen Erdoberfläche und Atmosphäre	28
2.6.1	Wärmeleitung und turbulenter Transport fühlbarer Wärme	29
2.6.2	Thermische Konvektion	29
2.6.3	Transport latenter Wärme	29
2.6.4	Meridionale Wärmetransporte	29
3	Die Lufttemperatur	
3.1	Definition und Einheiten	30
3.2	Faktoren, welche die Lufttemperatur bestimmen	31
3.3	Tagesgang und Tagesschwankung	31
3.4	Jahresgang und Jahresschwankung	32
3.5	Globale Temperaturverteilung	33
3.6	Extremwerte	35
3.7	Vertikale Temperaturverteilung	35
4	Die Luftfeuchte	
4.1	Meßgrößen des Wasserdampfgehaltes	36

	Seite	
4.2	Die Dichte feuchter Luft. Einführung der virtuellen Temperatur	38
4.3	Tagesgang	38
4.4	Jahresgang	39
4.5	Globale Verteilung	39
4.6	Vertikale Verteilung	39
5	Der Luftdruck	
5.1	Definition und Maßeinheiten	41
5.2	Die Druckgradientkraft	41
5.3	Hydrostatisches Gleichgewicht	43
5.3.1	Statische Grundgleichung	43
5.3.2	Vertikaler Druckgradient und barometrische Höhenstufe	43
5.3.3	Die barometrische Höhenformel	43
5.3.4	Das Geopotential	44
5.4	Darstellung des Bodendruckfeldes	44
5.4.1	Reduktion des Luftdruckes auf NN	44
5.4.2	Isobaren und Druckgebilde	45
5.5	Druckänderungen	46
5.6	Topographien der Druckflächen	46
5.6.1	Absolute Topographie der 1000-hPa-Fläche	47
5.6.2	Relative Topographie der Druckflächen	47
5.6.3	Absolute Topographie der Druckflächen	48
5.7	Die Standardatmosphäre	48
6	Luftbewegungen	
6.1	Definition und Darstellungsweise	49
6.2	Eigenschaften des horizontalen Windfeldes	49
6.3	Kräfte bei horizontaler Luftbewegung	53
6.3.1	Die horizontale Druckgradientkraft	53
6.3.2	Die Corioliskraft	53
6.3.3	Die Reibungskraft	55
6.4	Die Bewegungsgleichungen für eine horizontale Luftbewegung	55
6.5	Gleichgewichtsformen des horizontalen Windfeldes	56
6.5.1	Der Eulersche Wind	56
6.5.2	Der antitriptische Wind	56
6.5.3	Der geostrophische Wind	57
6.5.4	Der Gradientwind	58
6.5.5	Der Reibungswind	60
6.5.6	Der zyklotropische Wind	61
6.5.7	Trägheitsströmung oder Inertialwind	61
6.6	Ageostrophische Windkomponenten	61

	Seite	
6.7	Vertikale Windänderung und vertikaler Aufbau der Druckgebilde	64
6.7.1	Die vertikale Änderung des geostrophischen Windes	64
6.7.2	Vertikaler Aufbau der Druckgebilde	65
6.7.3	Barotropie – Baroklinität	66
6.7.4	Thermisch ausgelöste Zirkulationsbewegungen; Entstehung horizontaler Druckunterschiede	66
6.8	Lokale Winde	68
6.8.1	Land- und Seewind	68
6.8.2	Anabatische und katabatische Winde	68
6.8.3	Föhn	70
6.9	Turbulenz	71
6.9.1	Allgemeines	71
6.9.2	Turbulenz in der planetarischen Grenzschicht	71
6.9.3	Turbulenz in der freien Atmosphäre	71
6.9.4	Wirkung der Turbulenz	72
7	Thermodynamische Auswertung aerologischer Vertikalsondierungen	
7.1	Allgemeines	72
7.2	Thermodynamische Diagramme	72
7.2.1	Zweck und Inhalt	72
7.2.2	Trockenadiabaten	72
7.2.3	Feuchtadiabaten	74
7.2.4	Linien gleichen Sättigungsmischungsverhältnisses	75
7.3	Das Stüve-Diagramm	75
7.4	Das (T, log p)-Diagramm	76
7.5	Gleichgewichtszustände in der Atmosphäre	77
7.5.1	Beispiel aus der Mechanik	77
7.5.2	Trockene Luft	77
7.5.3	Gesättigte Luft	78
7.5.4	Bedingte Stabilität oder Labilität	78
7.5.5	Hebungskondensationsniveau (HKN)	78
7.5.6	Latente Labilität und Niveau freier Konvektion	78
7.5.7	Potentielle Labilität	79
7.6	Thermik und Konvektion	80
7.6.1	Trockenthermik (Blauthermik) und Cumulus-Thermik	80
7.6.2	Aufheizungsenergie (nach GOLD)	81
7.6.3	Änderung des Hebungskondensationsniveaus durch Thermik	81
7.6.4	Bestimmung des Konvektions-Kondensationsniveaus	82
7.6.5	Auslöseadiabate, Auslösetemperatur und Auslöseenergie	82
7.6.6	Bestimmung der Cumulusobergrenze	82
7.6.7	Änderungen des Konvektions-Kondensationsniveaus und der Cumulusobergrenze durch weitere Erwärmung	84

	Seite
8	Wolken, Nebel, Niederschläge und Gewitter
8.1	Kreislauf des Wassers 84
8.2	Zustandsformen und Besonderheiten des Wassers 84
8.2.1	Aggregatzustände 84
8.2.2	Phasenübergänge 85
8.2.3	Dichte des Wassers 87
8.2.4	Sphärische Tropfenform 87
8.3	Wasserdampfsättigung 87
8.4	Wolkenbildungskerne 88
8.4.1	Kondensationskerne 89
8.4.2	Sublimationskerne und Gefrierkerne 89
8.4.3	Mischkerne 89
8.5	Wolkenbildungs- und Wolkenauflösungsprozesse 89
8.5.1	Wolkenbildung durch Zunahme des Wasserdampfes 90
8.5.2	Wolkenbildung durch diabatische Abkühlung 90
8.5.3	Wolkenbildung durch adiabatische Abkühlung 90
8.5.4	Künstliche Wolkenbildungsprozesse 92
8.5.5	Wolken in der Strato- und Mesosphäre 93
8.5.6	Wolkenauflösungsprozesse 93
8.6	Die Wolkenklassifikation 94
8.6.1	Wolkenelemente 94
8.6.2	Wolkenbereiche und Wolkenstockwerke 95
8.6.3	Wasserwolken 95
8.6.4	Eiswolken 97
8.6.5	Mischwolken 97
8.6.6	Das Aussehen der Wolken, Wolkenmerkmale 97
8.6.7	Wolkengattungen, Arten und Unterarten 98
8.7	Nebel 98
8.7.1	Allgemeine Eigenschaften des Nebels 98
8.7.2	Prozesse der Nebelbildung und der Nebelauflösung 101
8.7.3	Nebelarten 101
8.8	Die Niederschläge 103
8.8.1	Die fallenden Niederschläge 103
8.8.1.1	Niederschlagsbildung in reinen Wasserwolken 103
8.8.1.2	Niederschlagsbildung in Mischwolken 105
8.8.2	Die aufgewirbelten Niederschläge 107
8.8.3	Die abgesetzten Niederschläge 107
8.9	Das Gewitter 109
8.9.1	Voraussetzungen für die Entstehung von Gewittern 109
8.9.2	Einteilung der Gewitter 109
8.9.3	Entwicklungsstadien einer Gewitterzelle 110

	Seite
8.9.4 Die Gewitterelektrizität	112
8.9.4.1 Das elektrische Schönwetterfeld der Erde	112
8.9.4.2 Ladungsverteilung im Cb und Elektrisierungsprozesse	112
8.9.4.3 Entladungsprozesse, Blitz und Donner	113
8.10 Trombe und Tornado	114
8.11 Vieljährige Niederschlagssummen	114
9 Allgemeine Zirkulation	
9.1 Mittlere Luftdruck- und Windverteilung in Bodennähe	116
9.2 Hauptluftmassen und Frontalzonen	118
9.3 Strömungsverteilung in Troposphäre und Stratosphäre	118
9.4 Lange Wellen	121
9.5 Vertikalbewegungen und Zirkulationsformen	122
9.5.1 Vertikalbewegungen und Zirkulationsform in den Tropen	122
9.5.2 Vertikalbewegungen und Zirkulationsform in den gemäßigten Breiten ..	123
9.6 Energetik der allgemeinen Zirkulation	124
10 Synoptische Phänomene innerhalb der Westwindzone	
10.1 Luftmassen	125
10.1.1 Entstehung, Klassifikation und Eigenschaften	125
10.1.2 Luftmassentransformation	125
10.2 Fronten und Frontalzonen	127
10.2.1 Definition	127
10.2.2 Entstehung (Frontogenese)	127
10.2.3 Gleichgewichtsbedingungen an einer Frontfläche	128
10.2.4 Struktur der Polarfront	130
10.2.5 Erscheinungsform der Fronten	131
10.3 Der Lebenszyklus der Idealzyklone	132
10.3.1 Initialphase	132
10.3.2 Die Warmsektorzyklone	135
10.3.3 Okklusion und Alterungsprozeß	135
10.4 Entwicklung der Höhenströmung während der Zyklogenese	136
10.5 Zyklonenfamilien	138
10.6 Antizyklonen	139
10.7 Zur Dynamik der Druckgebilde	141
10.7.1 Mechanismus der Druckänderungen	141
10.7.2 Mechanismus der Wirbelentstehung	142
10.7.3 Modell für Zyklogenese und Antizyklogenese im Bodengebiet	143
10.7.4 Divergenz-Konvergenz-Verteilung in den Wellen der Höhenströmung ...	143
10.7.5 Zur Rolle der Temperaturadvektion	144
10.7.6 Zusammenfassung	145

	Seite	
11	Besonderheiten der tropischen Zirkulation	
11.1	Der indische Sommermonsun	146
11.2	Wellen in der Passatströmung	149
11.3	Tropische Wirbelstürme	149
11.3.1	Entstehungsbedingungen	150
11.3.2	Entwicklung des Wirbelsturms	151
11.3.3	Horizontaler und vertikaler Aufbau eines Wirbelsturms	151
11.3.4	Verlagerung und Lebensdauer der Wirbelstürme	153
11.3.5	Hurrikan-Warnungen	153
11.4	Walkerzirkulation und El-Niño-Phänomen	153
1. Anhang: Die Erde als Himmelskörper		
A.1.1	Größenverhältnisse	155
A.1.2	Keplersche Gesetze, Gravitation	155
A.1.3	Gewichtskraft und Gestalt	156
A.1.4	Gravitation und Atmosphäre	156
A.1.5	Erdbahn, Jahr und Jahreszeiten	157
A.1.5.1	Erdbahndaten	157
A.1.5.2	Ekliptik	157
A.1.5.3	Jahr und Jahreszeiten	157
A.1.5.4	Beleuchtungsverhältnisse der Erde	158
A.1.5.5	Einfluß des Mondes auf die Erdbahn	160
A.1.5.6	Präzessionsbewegung der Erdachse	160
A.1.6	Erdrotation, Zeiten und Zeitgleichung, Tag und Nacht	160
A.1.6.1	Sterntag	160
A.1.6.2	Wahrer Sonnentag	160
A.1.6.3	Mittlerer Sonnentag und Zeitgleichung	160
A.1.6.4	Zonenzeiten	161
A.1.6.5	Universalzeit (UTC)	161
A.1.6.6	Astronomische und bürgerliche Dauer von Tag und Nacht	161
2. Anhang: Optische Erscheinungen in der Atmosphäre		
A.2.1	Allgemeines	161
A.2.2	Halos	161
A.2.3	Regenbogen	162
A.2.4	Kränze und Glorien	163
A.2.5	Literatur zur Optik	164
3. Anhang: Einheiten und abgeleitete Größen		165
Sachwortverzeichnis		167
Weiterführende Literatur		181

Vorwort zur 1. Auflage

Die „Leitfäden für die Ausbildung im Deutschen Wetterdienst“ verfolgen das Ziel, den während der Ausbildungszeit übermittelten Stoff in kurzer und übersichtlicher Form verständlich darzustellen. Sie sollen es ermöglichen, das im Unterricht erarbeitete Fachwissen weiter zu vertiefen.

Der vorliegende Leitfaden ersetzt kein Lehrbuch der „Allgemeinen Meteorologie“, sondern enthält lediglich die Stoffgebiete, die an der Wetterdienstschule gelehrt werden und deren Kenntnis im praktischen Wetterdienst für notwendig erachtet wird.

Für diejenigen Leser, die sich in dieses umfangreiche Gebiet weiter vertiefen möchten, bietet das Literaturverzeichnis eine Auswahl von Lehrbüchern und Arbeitsunterlagen.

Vorwort zur 3. Auflage

Als Nr. 1 der im Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes herausgegebenen „Leitfäden für die Ausbildung im Deutschen Wetterdienst“ erschien 1966 die „Allgemeine Meteorologie“. Aufgrund der positiven Aufnahme kam 1971 eine 2. erweiterte Auflage heraus. Sie war nach kurzer Zeit vergriffen und wurde daher 1974 unverändert nachgedruckt. Trotz hoher Auflage war auch der Nachdruck bald nicht mehr lieferbar.

Die vorliegende 3., vollständig neu bearbeitete Auflage entstand als Gemeinschaftsarbeit von an der Wetterdienstschule Lehrenden. Dem Autorenteam gehörten an: Dipl.-Met. P. Bohr, G. Kathe, M. Knorr, Dipl.-Met. M. Kurz und Dipl.-Met. K.-D. Lange. Die einzelnen Kapitel wurden von Prof. Dr. W. Buschner abschließend überarbeitet. Den Beitrag über die optischen Erscheinungen in der Atmosphäre (2. Anh.) schrieb Dr. F. Kasten.

Deutscher Wetterdienst
– Zentralamt –

Einleitung, Begriffsbestimmungen

Die *Meteorologie* ist die Lehre von den physikalischen Erscheinungen und Vorgängen in der Atmosphäre. Sie steht innerhalb der *Geowissenschaften* als Physik der Atmosphäre neben der Physik der festen Erde, der *Geophysik*, und der Physik der Meere, der *Ozeanographie*. Die Meteorologie befaßt sich hauptsächlich mit den unteren Teilen der Atmosphäre, in denen sich fast alle das Wetter bestimmenden Vorgänge abspielen. Die Wissenschaft von den chemischen und physikalischen Prozessen der höheren Schichten der Atmosphäre wird als *Aeronomie* bezeichnet.

Die *allgemeine Meteorologie* (der Titel dieses Leitfadens) behandelt den gesamten Grundlagenbereich der Meteorologie. Zu den Grundlagen gehören die verschiedenen meteorologischen Elemente ebenso wie deren gegenseitige Abhängigkeiten und Wechselwirkungen, die hydrodynamischen und thermodynamischen Zustände und Prozesse, die für die Bewegungsvorgänge in der Atmosphäre in allen Größenbereichen maßgebend sind.

Die allgemeine Meteorologie bildet die Basis für die im praktischen Wetterdienst wichtigsten Teilgebiete der Meteorologie: die synoptische Meteorologie und die Klimatologie.

Die *synoptische Meteorologie* befaßt sich mit dem Studium meteorologischer Phänomene, ihrer räumlichen Struktur und zeitlichen Änderung auf der Grundlage von Kartendarstellungen gleichzeitig angestellter (synoptischer) Beobachtungen. Im praktischen Dienst wird dabei das Ziel verfolgt, daraus eine Aussage über die zukünftige Entwicklung abzuleiten (Wettervorhersage). Da hierbei die Atmosphäre als ein dreidimensionales Kontinuum angesehen wird, ist es nicht mehr sinnvoll, die Physik der freien Atmosphäre, die früher als *Aerologie* bezeichnet wurde, gesondert zu behandeln.

Die *Klimatologie* ist die Lehre vom Klima und seinen Veränderungen. Unter Klima versteht man die Gesamtheit der Wettererscheinungen, die den mittleren Zustand der Atmosphäre sowie den durchschnittlichen Ablauf der Witterung an einem Ort oder in einem bestimmten Gebiet der Erdoberfläche charakterisieren.

Zur Beschreibung des Klimas verwendet man statistische Maßzahlen, die die mittleren Verhältnisse, die mittleren und extremen Schwankungen, die Häufigkeitsverteilungen, Andauerwerte und dergleichen über eine genügend lange Periode angeben.

Aufbauend auf den Arbeitsergebnissen dieser beiden Hauptteilgebiete der Meteorologie haben sich eine Reihe von anwendungsbezogenen Spezialgebieten der Meteorologie entwickelt, die man unter der Bezeichnung *angewandte Meteorologie* zusammenfassen kann. Hierzu zählen beispielsweise die *Agrarmeteorologie*, die *technische Klimatologie* und *Medizinmeteorologie*.

Außerhalb der Einteilung der Meteorologie nach Fachgebieten und Anwendungsbereichen steht die *theoretische Meteorologie*. Sie wendet die Methoden der theoretischen Physik auf die Meteorologie an und versucht, Zusammenhänge und Vorgänge in der Atmosphäre aufgrund allgemeingültiger Prinzipien und Gesetze durch mathematisch-physikalische Gleichungen zu erfassen. Damit durchdringt sie viele Teilbereiche der Meteorologie. Ein wichtiges Tätigkeitsfeld der theoretischen Meteorologie ist die *numerische Wettervorhersage*.

Der theoretischen Meteorologie kann man (in Anlehnung an die Einteilung der Physik) die *experimentelle Meteorologie* (oder auch instrumentelle Meteorologie) gegenüberstellen, die sich mit der Entwicklung, der Theorie und dem Einsatz von Meßgeräten und Meßverfahren sowie mit der Durchführung von Meßvorhaben beschäftigt.

1 Zusammensetzung und Aufbau der Atmosphäre

1.1 Allgemeines

Die Atmosphäre ist die Gashölle der Erde. Sie besteht hauptsächlich aus den schweren und permanenten Gasen Stickstoff (rund 4/5) und Sauerstoff (rund 1/5). Von den vielen nur in geringerer Menge vorhandenen Gasbestandteilen hat der stark variable Wasserdampf die größte Bedeutung, weil bei den in der Atmosphäre vorkommenden Temperaturen alle drei Zustandsformen des Wassers und die entsprechenden Umwandlungen möglich sind, ohne die eine Wolken- und Niederschlagsbildung nicht stattfinden könnte. Außerdem besitzt er Strahlungseigenschaften, die für den Strahlungshaushalt der Erde eine enorme Rolle spielen.

Eine ähnliche Bedeutung für den Strahlungshaushalt haben zwei weitere Spurengase, Ozon (O₃) und Kohlendioxid (CO₂). In der Luft schweben außerdem eine große Anzahl flüssiger und fester Partikeln, die sogenannten *Aerosole*, welche ebenfalls die solare und terrestrische Strahlung beeinflussen, so daß starke Schwankungen des Aerosols Klimaschwankungen verursachen können.

Salz- und säurehaltige Aerosolkern spielen eine große Rolle bei der Wolkenbildung. Manche Gas- und Aerosolanteile der Atmosphäre sind für die unbelebte und lebende Materie direkt oder auf Umwegen schädlich.

1.2 Die trockene Atmosphäre. Homosphäre und Heterosphäre

Wenn man der Luft den gesamten Wasserdampf und die in ihr schwebenden festen und flüssigen Partikeln entzieht, bleibt ein Gasgemisch übrig, das man *trockene Luft* nennt.

Ihre Hauptbestandteile sind: Stickstoff N₂ (78,08%), Sauerstoff O₂ (20,95%) und Argon (0,93%). Die restlichen nur spurenhaf vorkommenden Gase sind in Tabelle 1.1 enthalten.

Tabelle 1.1: Zusammensetzung trockener Luft bis etwa 25 km Höhe (aus Internat. Meteorol. Tables 1966)

Gas		Vol.	%
Stickstoff	N ₂	78,08	
Sauerstoff	O ₂	20,95	
Argon	Ar	0,93	
Kohlendioxid	CO ₂	0,03	
Neon	Ne	1,8	· 10 ⁻³
Helium	He	5,24	· 10 ⁻⁴
Krypton	Kr	1,0	· 10 ⁻⁴
Wasserstoff	H ₂	5,0	· 10 ⁻⁵
Xenon	X	8,0	· 10 ⁻⁶
Ozon	O ₃	1,0	· 10 ⁻⁶

N₂ und O₂ besitzen so tiefe Siede- bzw. Kondensationspunkte (N₂: -196 °C, O₂: -183 °C), daß sie innerhalb der Temperaturspanne der Atmosphäre, die -155 °C nicht unterschreitet, in der kondensierten flüssigen Phase nicht vorkommen können.

Weil Sauerstoff und Stickstoff ihre Zustandsform nicht ändern und außerdem durch Dissoziation und chemische Reaktionen keine nennenswerten Veränderungen erfahren, und weil auch ihr Austausch zwischen Erdoberfläche und Atmosphäre ziemlich ausgeglichen ist, bleiben beide Gase anteilmäßig weitgehend konstant. Sie zählen darum zu den permanenten Gasen der Atmosphäre.

Da die Atmosphäre in ständiger Bewegung ist und auch in der Vertikalen eine dauernde turbulente Durchmischung erfährt, bleibt das mittlere Molekulargewicht der trockenen Luft mit einem Wert von 28,96 kg/kmol vom Boden bis 80 km – 90 km konstant. Diese Schicht völliger Durchmischung und darum gleichmäßigen (griech.: homoios) Molekulargewichts heißt *Homosphäre*.

Ab etwa 90 km Höhe nimmt das relative Molekulargewicht der Luft markant ab. Oberhalb dieser Höhe muß daher der Volumenanteil der Gase mit großem Molekulargewicht schneller abnehmen als der mit geringerem. Darum überwiegt im unteren Bereich wie in der Homosphäre noch das häufigste Element der Atmosphäre, der Stickstoff, mit seinem verhältnismäßig großen Molekulargewicht 28. Aber schon in 250 km Höhe nimmt der atomare Sauerstoff (Atomgewicht 16) die Spitzenposition ein. Bei dem großen Abstand der Gasteilchen und den hohen Temperaturen in diesen Höhen können die zu Atomen dissoziierten Moleküle sich nicht mehr vereinigen. Oberhalb von etwa 800 km überwiegt Helium (Atomgewicht 4) und ab 2500 km Wasserstoff (Atomgewicht 1). Die Schicht oberhalb der Homosphäre, ab 100 km, in welcher sich die Gase entmischen, nennt man *Heterosphäre*. Das Ende der Turbulenzschicht bei 90 bis 100 km heißt *Turbopause* (griech.: pausis = Ende).

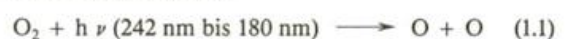
1.3 Wasserdampf

Wegen der großen Bedeutung, die der Wasserdampf für viele Wettervorgänge hat, werden ihm in diesem Leitfaden gesonderte Kapitel gewidmet. Im Kapitel 4 werden Meßgrößen, Tages- und Jahresgänge sowie die horizontale und vertikale Verteilung des Wasserdampfes, in Kapitel 8 Änderungen des Aggregatzustandes sowie die Wolken- und Niederschlagsbildung behandelt. Der Einfluß des Wasserdampfes auf den Strahlungshaushalt ist in Kapitel 2, seine Auswirkungen auf die vertikalen Gleichgewichtszustände in der Atmosphäre in Kapitel 7 besprochen.

1.4 Ozon

Ozon zählt wegen seiner geringen Gesamtmenge zu den Spurengasen der Atmosphäre. Würde man das gesamte Ozon der Luft auf den Bodendruck der Atmosphäre komprimieren, so ergäbe sich eine Ozonschicht von nur 3 mm bis 4 mm. Trotzdem ist die Wirkung dieser Ozonmenge von enormer Bedeutung.

Die Sonnenstrahlung, insbesondere die UV- und Extrem-UV-Strahlen, ist in allen Höhen die treibende Kraft bei der Bildung und Zerstörung des Ozons. Nach der *Chapman-Theorie* entsteht Ozon durch zwei aufeinanderfolgende physikalische Prozesse. Der erste ist die Photodissoziation von molekularem Sauerstoff im Wellenlängenbereich 180 nm bis 242 nm. Durch Absorption von solarer UV-Strahlung wird ein O₂-Molekül in zwei O-Atome aufgespalten:



Der zweite Prozeß führt durch die Anlagerung der entstandenen Sauerstoffatome (O) an Sauerstoffmoleküle (O₂) unter Mitbeteiligung einer dritten Partikel M, z.B. neutralem Sauerstoff oder Stickstoff, zur Bildung von Ozon (O₃) unterhalb 80 km Höhe



Durch das entstandene Ozon wird die Schutzfilterwirkung des molekularen Sauerstoffs von der kurzwelligen UV-Strahlung über 242 nm hinaus bis auf 320 nm ausgedehnt. Ozon absorbiert nämlich die UV-Strahlung bis zu Wellenlängen von 320 nm. Dadurch wird ein Teil des Ozons photolytisch wieder in seine Ausgangskomponenten zerlegt.

Die Absorption solarer Strahlung zwischen 242 nm und 320 nm durch das Ozon führt zu einer Erwärmung im oberen Bereich der Ozonschicht, wodurch in 50 km Höhe ein zweites Temperaturmaximum oberhalb der Erdoberfläche entsteht.

Die dauernden photochemischen Auf- und Abbaureaktionen führen zu einem photochemischen Gleichgewicht zwischen Ozonbildung und Ozonerstörung. Letzteres ist hauptsächlich an die UV-Strahlung der Sonne gebunden und unterliegt wie diese geographischen, tages- und jahreszeitlichen und durch die Sonnenaktivität bedingten Schwankungen.

Ozon kann außer durch photochemische Prozesse auch durch Hitzeeinwirkung bei elektrischen Entladungen in Gewittern oder bei nuklearen Explosionen entstehen.

Eine weitere Bildung von O₃ erfolgt über die Zersetzung von Stickstoffdioxid, das bei Vulkanausbrüchen, bei Waldbränden und durch Industrieabgase in die Atmosphäre gelangt.

Die Ozonmengen, die aus erdoberflächennahen Quellen stammen, sind, verglichen mit denen, die durch photochemische Reaktionen in der oberen Atmosphäre entstehen, relativ gering.

Die geringen Ozonmengen der Atmosphäre kommen überwiegend in der Stratosphäre vor. Die Ozonkonzentration nimmt von der Erdoberfläche bis 25 km zu und erreicht dort ein Maximum. Es folgt eine allmähliche Abnahme bis 50 km und eine stärkere Reduzierung oberhalb 50 km bis 70 km, wo die Ozonmenge verschwindend gering wird. Die Schicht stärkster Ozonkonzentration zwischen Tropopause und 50 km Höhe nennt man auch *Ozonschicht* oder *Ozonosphäre*. Das bedeutet aber keineswegs, daß in dieser Schicht das Ozon gegenüber den übrigen Gasanteilen der Luft überwiegt. Selbst in der Zone stärkster Konzentration erreicht der Ozonanteil nur die Größenordnung von 0,01%.

Abbildung 1.1 zeigt die mittlere vertikale Verteilung des Partialdruckes von Ozon in Millipascal (mPa) in Abhängigkeit von der geographischen Breite nach BOJKOV (Mittelwerte nach Sondierungen zwischen 1956 und 1966). Das vertikale Ozonmaximum liegt in tropischen und mittleren Breiten etwas über 25 km Höhe und fällt nach den Polen hin um etwa 5 km auf etwas über 20 km ab. In der unteren Stratosphäre und in der Troposphäre herrscht ein deutliches horizontales Gefälle des Ozonpartialdruckes von den beiden Polen zum Äquator, wo in allen Höhen ein Minimum angetroffen wird.

In der globalen Verteilung treten Maxima des Gesamtozons in etwa 60° Breite N und S mit einem Höchstwert von 4 mm in Kanada und Tiefstwerte von 2,4 mm über dem äquatorialen Afrika, Atlantik, Südamerika und Ostpazifik auf.

Im Jahresgang liegt das Maximum der Gesamtozonmenge im Frühjahr der jeweiligen Halbkugel und das Minimum im Herbst. Die Ozonschwankungen sind in äquatorialen Breiten gering und nehmen nach höheren Breiten zu.

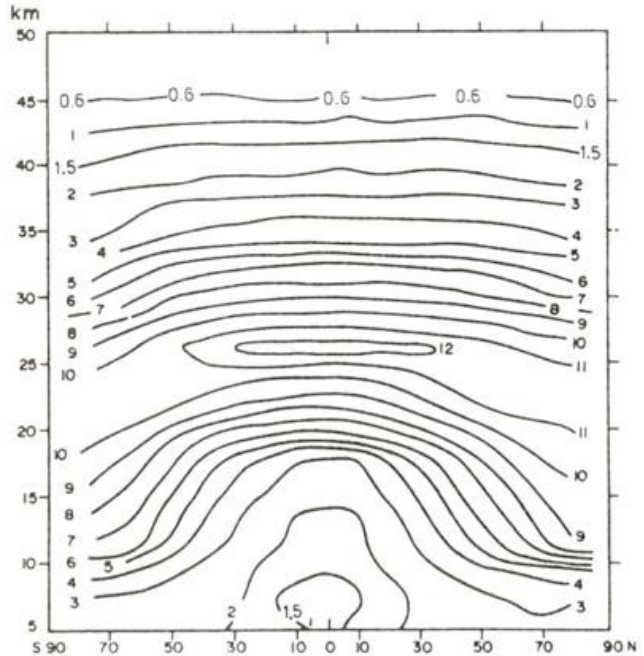


Abb. 1.1

Mittlere vertikale Ozonverteilung (Partialdruck in mPa) als Funktion der geographischen Breite aus Ozonsondierungen zwischen 1956 und 1966 (nach BOJKOV)

Obwohl Ozon nur in geringen Mengen in der Atmosphäre enthalten ist, besitzt es eine sehr große Bedeutung für den Wärmehaushalt und die Biosphäre der Erde. Durch seine bereits erwähnte Absorptionsfähigkeit für solare UV-Strahlung zwischen 242 nm und 320 nm wird diese im oberen Bereich der Ozonschicht bei 50 km sehr stark absorbiert, wodurch dort ein Temperaturmaximum entsteht. Gleichzeitig wird durch das Herausfiltern der kurzwelligeren und biologisch schädlichen UV-Strahlung – auch UVB- und UVC-Strahlung genannt – die Biosphäre vor ihrer zerstörenden Wirkung auf lebende Zellen geschützt. Es ist darum wichtig, daß diese Schutzwirkung der Ozonschicht nicht durch die Einwirkung des Menschen zerstört wird.

Ozonhaltige Luft wird oft fälschlicherweise von Kurorten angepriesen. Ozon besitzt aber tatsächlich giftige Eigenschaften.

1.5 Kohlendioxid

Kohlendioxid (CO₂) zählt mit einem Volumenanteil von nur 0,03% ebenfalls zu den Spurengasen in der Atmosphäre. Seine Hauptquellen und -senken liegen an der Erdoberfläche. Nur dort kommt es zu stärkeren CO₂-Schwankungen. Außerhalb der bodennahen Schichten ist dieses Gas durch Turbulenz bis 80 km Höhe ziemlich gleichmäßig verteilt. Oberhalb 90 km kommt es kaum noch vor, weil es dort durch solare Strahlung im Wellenlängenbereich kleiner als 169 nm dissoziiert wird.

In Ballungsgebieten menschlicher Siedlungen ist die CO_2 -Konzentration in der bodennahen Luftschicht mit etwa 0,04% am größten. Sie kann bei Inversionswetterlagen erheblich höhere Werte annehmen. Im Londoner Smog wurden maximale Mengen von 0,3% gemessen.

Die CO_2 -Konzentration der Atmosphäre wird hauptsächlich durch den Austausch mit dem im Ozean gelösten CO_2 bestimmt. Die neutral und in Form von karbonatischen Ionen im Ozean gelöste CO_2 -Menge ist 60mal so groß wie in der Atmosphäre. Ein sehr großer Teil des CO_2 , etwa 10⁶mal soviel wie in der Luft, ist außerdem heute als Karbonat oder als organischer Kohlenstoff in den Sedimenten der Ozeane begraben.

Die enorme Speicherkapazität der Ozeane ist hauptsächlich für die langzeitliche Konstanz des CO_2 -Spiegels der Atmosphäre in der heutigen Größenordnung über den größten Teil der Erdgeschichte hinweg verantwortlich. Die Ozeane haben nämlich schon sehr früh in der Erdgeschichte eine ähnliche chemische Zusammensetzung wie heute erreicht.

Trotz der geringen Menge nimmt CO_2 unter den atmosphärischen Gasen eine Sonderstellung ein. Ohne dieses Gas wäre genauso wie ohne Wasser kein Pflanzenwachstum möglich. Außerdem spielt CO_2 eine wichtige Rolle im Strahlungshaushalt der Atmosphäre. Eine CO_2 -Zunahme bewirkt eine Verminderung der langwelligen Ausstrahlung der Erde in den Weltraum durch Absorption eines Teiles dieser Strahlung in den CO_2 -Absorptionsbanden bei 4,2 μm und 13 μm bis 17 μm .

Weil CO_2 die solare Einstrahlung kaum behindert und den langwelligen Strahlungsverlust der Erde stark abschwächt, wirkt CO_2 wie das Glasdach eines Treibhauses, das ebenfalls die Sonnenstrahlung fast ungehindert passieren läßt und die langwellige Wärmestrahlung am Entweichen nach außen hindert.

Seit der Industrialisierung wird das Gleichgewicht des Kohlendioxids durch den verschwenderischen Verbrauch der fossilen Brennstoffe zur Energieerzeugung gestört. Hinzu kommt die rasante Zerstörung von Biomassen, vor allem in den tropischen Wald- und Urwaldgebieten. Die Laubbäume speichern nämlich von allen Pflanzen am meisten CO_2 . Darum zählen die tropischen Urwälder zu den größten CO_2 -Biospeichern der Erde. Die Zerstörung von Biomasse durch den Menschen setzt etwa genau so viel CO_2 frei wie die Energieerzeugung aus Kohle und Öl. Beide menschlichen Aktivitäten kann das CO_2 -Kreislaufsystem der Atmosphäre nicht mehr verkraften. Es kommt dadurch neuerdings zu einer stetigen jährlichen CO_2 -Zunahme von 0,8 ppm, was der Trend in der Abbildung 1.2 sehr deutlich zeigt. Die Folgen für die zukünftige Klimaentwicklung über den Strahlungshaushalt der Erde sind wegen der vielen Rückkoppelungsmöglichkeiten nicht leicht abzuschätzen. Ohne letztere ergäbe sich auf Grund der Glashaushaltung eine Erwärmung der Erde mit Folgen, die nach allgemeiner Ansicht der Experten negativer Art sind. Die erwartete Erwärmung könnte aber auch hilfreich sein, um eine eventuelle Abkühlung aufgrund anderer Effekte zu verhindern oder abzuschwächen. Bisher konnte ein Erwärmungstrend auf Grund der CO_2 -Zunahme jedenfalls nicht nachgewiesen werden.

1.6 Aerosolkerne

Als Aerosol bezeichnet man die in der Luft schwebenden festen und flüssigen Partikel, die man auch Aerosolkerne nennt. Sie sind sehr zahlreich. Ihr Spektrum reicht von submikroskopischen Größen mit Radien von 0,005 μm , wenn sie nur aus einigen Molekülen bestehen, bis zu den Wolkentröpfchen mit Radien von etwa 20 μm . Die Größenverteilung der Kerne schwankt sowohl räumlich als auch zeitlich um einige Zehnerpotenzen.

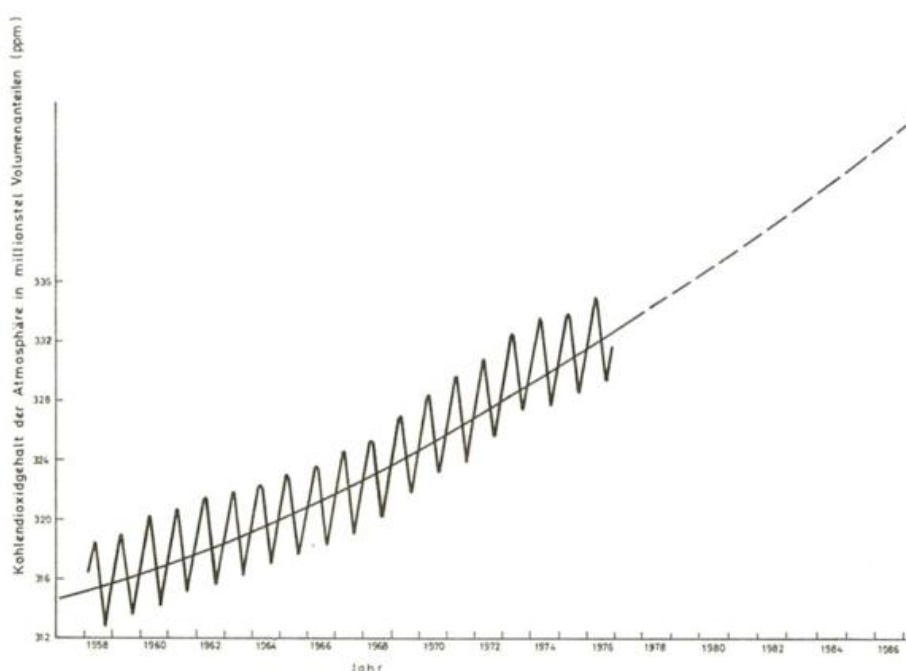


Abb 1.2
Zunahme des CO_2 -Gehaltes der Atmosphäre seit 1958 nach Messungen des Mauna-Loa-Observatoriums

Die Hauptbedeutung der Aerosolkern liegt in der Rolle, die sie als Kondensations- und Gefrierkerne bei der Wolkenbildung spielen. Sie sind aber auch wesentlich bei vielen chemischen und elektrischen Prozessen in der Atmosphäre beteiligt. Weil viele Aerosolbestandteile toxische Wirkung besitzen, können sie bei starken Konzentrationen gesundheitsgefährdend sein. Andere, wie z. B. Meersalzkerne, wirken jedoch gesundheitsfördernd.

1.6.1 Bildungsprozesse

Für die Bildung von Aerosolkernen kommen hauptsächlich drei Prozesse in Frage:

- Dispersion
- Verbrennung
- Photochemische und biologische Prozesse.

Unter *Dispersion* versteht man das Zerkleinern (Zerstäuben, Zersprühen) und die feine Verteilung eines festen oder flüssigen Stoffes in einem Medium. So werden von den durch chemische Reaktionen und Erosionswirkung des Wassers in Jahrmillionen an der Erdoberfläche entstandenen Sand- und Erdeteilchen die feineren Partikeln von Sturm und Wind vom Boden aufgewirbelt. Im allgemeinen zählen diese festen, durch Dispersion entstandenen Aerosolbestandteile zu den großen Kernen mit Radien über $0,5 \mu\text{m}$.

Flüssige Dispersionsprodukte entstehen durch die Meeresgischt. Starker Wind erzeugt überbrechende Wellen und trägt die abreißende Gischt als Lösungströpfchen davon. Diese schweben dann als Salztröpfchen in der Luft oder verdunsten zu festen Seesalzkerne.

Neben der Dispersion ist die *Verbrennung* eine wichtige Aerosolquelle. Beim Verfeuern von Brennstoffen entstehen sowohl kleine feste Verbrennungsrückstände als auch verdampfte gasförmige, die als Rauch davonfliegen. Viele verdampfte Gasanteile kühlen sich beim Mischen mit der kalten Umgebungsluft schnell ab. Durch die dabei auftretende starke Übersättigung kondensieren sie zu einer großen Anzahl sehr kleiner Tröpfchen mit Radien von weniger als $0,5 \mu\text{m}$. Die meisten festen Verbrennungsrückstände bestehen überwiegend aus Kohlenstoff. Sie sind nicht so zahlreich wie die Kondensationsprodukte, dafür aber um etwa eine Zehnerpotenz größer. Beim Verbrennen entstehen auch viele Verbrennungsgase, wie Kohlendioxid CO_2 und Schwefeldioxid SO_2 .

Als dritte Aerosolquelle kommen *photochemische Prozesse* in Frage. Die meisten atmosphärischen Gasmoleküle werden in der hohen Atmosphäre durch die UV-Strahlung der Sonne dissoziiert und ionisiert. Diesen Prozessen folgen dann chemische Reaktionen, die z. B. Ozon und Stickstoffoxide bilden. Bei gleichzeitigem Vorhandensein von Wasserdampf kann dann Salpetersäure entstehen. In tieferen atmosphärischen Schichten, wo die wirksame UV-Strahlung fehlt, können ähnliche Reaktionen durch Blitze ausgelöst werden. Die hohen Entladungstemperaturen sind Ursachen zusätzlicher Reaktionen, die eine Bildung von Aerosolkernen bewirken.

Neben diesen photochemischen Prozessen führen *biologische Vorgänge* zur Entstehung mancher Kernarten. Dazu gehören die Blütenpollen der Pflanzen und eine Anzahl von Gasen, die das Absterben tierischer und pflanzlicher Substanzen hinterläßt (NH_3).

1.6.2 Ausfällen

Abgesehen von einem langsamen, mit der Industrialisierung zusammenhängenden Zunahmetrend, bleibt die Gesamtmenge an Aerosolkernen im räumlichen und zeitlichen Mittel konstant. Es muß darum Mechanismen geben, die für das Ausfällen der dauernd neu produzierten Aerosolkern sorgen.

Ein wichtiger Ausfälliger ist der Niederschlag. Mit ihm fallen an erster Stelle diejenigen Kondensationskerne und Gefrierkerne aus, welche vorher Voraussetzung für die Bildung der festen und der flüssigen Wolkenpartikeln waren. Hinzu kommen die Kerne, welche beim Wachstum der Wolkenelemente und durch fallende Niederschlagsselemente eingefangen wurden (vergl. Kap. 8.4).

Eine weitere Reduktion der Aerosolkern erfolgt durch das Absinken schwerer Kerne zum Erdboden unter dem Einfluß der Schwerkraft. Weil dazu nur schwere Kerne in der Lage sind, wird diese Art des Ausfallens durch die Koagulation von Aerosolkernen gefördert.

1.6.3 Größenordnung und Einteilung

Entsprechend ihrer Größe teilt man die Aerosolkern in drei Gruppen ein (r Radius):

- Aitkenkerne: $r < 0,1 \mu\text{m}$
- Große Kerne: $0,1 \mu\text{m} \leq r \leq 1 \mu\text{m}$
- Riesenkerne: $r > 1 \mu\text{m}$.

Die *Aitkenkerne* sind wegen ihrer geringen Größe am zahlreichsten. Sie kommen in fester und flüssiger Form vor und sind als Kondensationskerne für die Wolkenbildung ungeeignet.

Die *großen Kerne* sind weniger zahlreich. Sie kommen ebenfalls in fester oder flüssiger Form vor, aber auch als Mischkerne, die aus einem festen Kern und einer anhaftenden flüssigen Haut bestehen. Viele von ihnen sind hygroskopisch und groß genug, um als Kondensationskerne die Bildung von Wolkentröpfchen einzuleiten.

Die *Riesenkerne* haben keine lange Verweilzeit in der Luft und sind darum nur in geringer Zahl in der Atmosphäre vertreten. Sofern sie hygroskopisch sind, werden sie als erste von allen Kernen auch schon unter 100% Feuchte als Kondensationskerne wirksam. Sie bilden darum auch die größten Wolkentröpfchen. Trotz ihrer geringen Zahl liegt darin ihre Hauptbedeutung, denn sie machen so erst die Bildung eines breiten Spektrums unterschiedlicher Tropfengrößen möglich.

1.7 Luftverunreinigungen

Unter Luftverunreinigungen versteht man Veränderungen in der Zusammensetzung der Atmosphäre, welche direkt oder auf indirektem Wege für Menschen, Tiere und Pflanzen, für Landschaft und Gebäude, kurz für die ganze Biosphäre schädlich sind und die Lebensqualität vermindern. Manche dieser Veränderungen gehen auf natürliche Quellen zurück, viele aber sind durch menschliche Aktivitäten verursacht.

Seit der rapiden Industrialisierung im 20. Jahrhundert und besonders in den letzten Jahren hat die Luftverschmutzung so stark zugenommen, daß viele Wissenschaftler die Öffentlichkeit alarmiert haben.

Bestandteile der Luftverschmutzung sind

a) in fester oder flüssiger Form:

- Sand von Staubstürmen der Wüste,
- Asche von Waldbränden
- Seesalzpartikeln,
- Meteorstaub,
- Pflanzenpollen,

b) in Gasform:

- Schwefeldioxid,
- Chlorwasserstoffe,
- Wasserstoff-Fluorverbindungen,
- Schwefelwasserstoff vulkanischen Ursprungs,
- Stickstoffoxide von Blitzentladungen,
- Ozon.

In den meisten Fällen sind dies weniger gefährliche natürliche Luftverunreinigungen. Sie können aber durch Naturkatastrophen und unter ungünstigen Bedingungen wie austauschschwachen Wetterlagen örtlich und zeitlich gewisse Schwellenwerte überschreiten, so daß die Lebensqualität in der Biosphäre fühlbar abnimmt, sei es durch direkte, toxische Wirkung, sei es durch Veränderung des Strahlungshaushaltes oder durch Verschlechterung der Schutzwirkung der Atmosphäre.

Künstliche Quellen der Luftverschmutzung sind:

- Industrie-Emissionen,
- Hausbrand,
- Verkehr, insbesondere Motorfahrzeuge und Flugzeuge,
- Landwirtschaft durch Sprühen von Insektiziden und Pestiziden sowie Abbrennen von Feldern und Hecken,
- Atombombenversuche.

Die Industrie-Emissionen haben ihre Hauptursache im Verbrauch von festen, flüssigen und gasförmigen Brennstoffen zur Wärme- und Hitzeerzeugung. Dabei entstehen Rauch, Asche, Schwefel-, Kohlen- und Stickstoffdioxide, Kohlenmonoxid, Aldehyde, Fluoride, organische Säuren, Ammoniak usw.

Neben den Luftverschmutzungen durch die Industrieemissionen sind der Hausbrand und der Straßenverkehr die Hauptemittenten von Schadstoffen wie Schwefel- und Stickoxiden, Kohlenwasserstoffen und Kohlenmonoxid.

Schwefeldioxid greift bei höheren Dosen auch die menschlichen Atemwege an. So ist die Häufigkeit von Bronchitis in besonders stark mit SO₂ belasteten Gebieten bei den austauschschwachen Wetterlagen überdurchschnittlich hoch.

Saurer Regen bildet sich auch durch Stickoxide (NO_x), die während einer Verbrennung in Verbindung mit freiem Sauerstoff entstehen. Je höher die Verbrennungstemperaturen sind, desto höher ist auch die NO_x-Produktion. Darum ist auch der Autoverkehr der Hauptstickoxid-Produzent, dann erst folgen die Kraftwerke, die übrige Industrie und am Schluß der Hausbrand.

Ein besonders giftiges Gas, das bei Verbrennungsprozessen entsteht, ist Kohlenmonoxid (CO). Hauptproduzent des CO ist das Kraftfahrzeug, an zweiter Stelle folgt der Hausbrand und dann erst die Industrie. Das unsichtbare und geruchlose CO oxidiert in der Atmosphäre zu Kohlendioxid (CO₂).

Die radioaktive Verseuchung der Luft durch Atombombenversuche ist mittlerweile durch internationale Verträge weitgehend gebannt. Eine weitere Gefahr für eine radioaktive Luftverschmutzung birgt der Betrieb von Kernkraftwerken in sich. Diese Gefahr kann nur durch sehr strenge Sicherheitsvorschriften gemindert werden. Sie müssen sowohl den Betrieb der Kraftwerke als auch die Beseitigung des Atommülls und der späteren Ruinen umfassen. Unter diesen Voraussetzungen kann die Kernenergie als Ersatz für Energie aus Kohle und Öl sogar die Luftreinheit verbessern helfen.

Die Problematik der Luftreinheit umfaßt nicht nur die bereits dargelegten Emittenten und ihre Wirkung, sondern auch den Transport und die Ausbreitung der Verschmutzungsemission in der Atmosphäre. Wenn eine Verschmutzungsemission schon nicht zu verhindern ist, so will man doch ihre Wirkung auf den menschlichen Lebensraum durch die Standortwahl der Emittenten, durch Veränderung der Ausbreitungsbedingungen und durch eventuelle Stilllegung der Emission bei ungünstigen Wetterlagen vermindern.

1.8 Thermischer Aufbau der Atmosphäre

In der gesamten Erdatmosphäre existieren drei Heizschichten:

1. die untere Heizschicht, die Erdoberfläche, durch Absorption der Sonnenstrahlung zwischen 0,3 µm und 5 µm,
2. die mittlere Heizschicht durch Absorption von UV-Strahlung bei 50 km Höhe,
3. die obere Heizschicht oberhalb 100 km durch Absorption von EUV-Strahlung.

Tab. 1.2: Thermischer Aufbau der Atmosphäre (CIRA^{*)}-Normatmosphäre)

Schicht	Höhe km	Temperatur °C	Temperatur K	Temperaturänderung mit d. Höhe in K/km
Troposphäre	0	15,0	288,2	- 6,5
	11	-56,5	216,7	
Tropopause	11	-56,5	216,7	
Stratosphäre	11	-56,5	216,7	0,0 + 1,0 + 2,8
	20	-56,5	216,7	
	32	-44,5	228,7	
	47	- 2,5	270,7	
Stratopause	47-51	- 2,5	270,7	
Mesosphäre	51	- 2,5	270,7	- 2,8 - 2,0
	71,8	-58,5	214,7	
	86	-86,3	186,9	
Mesopause	86-91	-86,3	186,9	
Thermosphäre	91	-86,3	186,9	nicht-lineare Temperaturzunahme
	500	726,1	999,2	
Exosphäre	500	726,1	999,2	0,0
	1000	726,9	1000	

^{*)} CIRA = Committee on International Reference Atmosphere

Die Heizschichten entsprechen Temperaturmaxima. Oberhalb der Schichten maximaler Temperatur muß die Temperatur abnehmen und ein positives vertikales Temperaturgefälle herrschen, bis ein Minimum zwischen den Heizschichten erreicht wird. Zwischen dem Minimum und der nächsten Heizschicht muß sich der Gradient umkehren. In den Extremschichten wechselt das Vorzeichen des vertikalen Temperaturgradienten. Der vertikale Temperaturgradient spielt für die Vorgänge in der Atmosphäre eine wesentliche Rolle. Man hat ihn darum als Kriterium für die Einteilung der Atmosphäre nach thermischen Gesichtspunkten gewählt und erhält so fünf Schichten. Siehe dazu auch die Abbildung 1.3.

der Konvektionsschicht stellt sich ein sogenanntes Konvektionstemperaturgleichgewicht ein. Dieses Gleichgewicht ist mit einer Temperaturabnahme mit der Höhe verbunden. Die durch Konvektion vom Boden aufsteigende erwärmte Luft dehnt sich aus, wenn sie unter geringeren Druck kommt und leistet Ausdehnungsarbeit. Die zu dieser Ausdehnungsarbeit erforderliche Energie muß sie selbst aufbringen, so daß ihre innere Energie bzw. ihr Wärmeinhalt und damit ihre Temperatur dabei abnimmt. Diese Temperaturabnahme reicht so hoch hinauf wie die Konvektion. Letztere ist sehr hochreichend, wo die Erdoberfläche warm ist und weniger hochreichend, wo sie kalt ist. Darum liegt die Obergrenze der Troposphäre, die Tro-

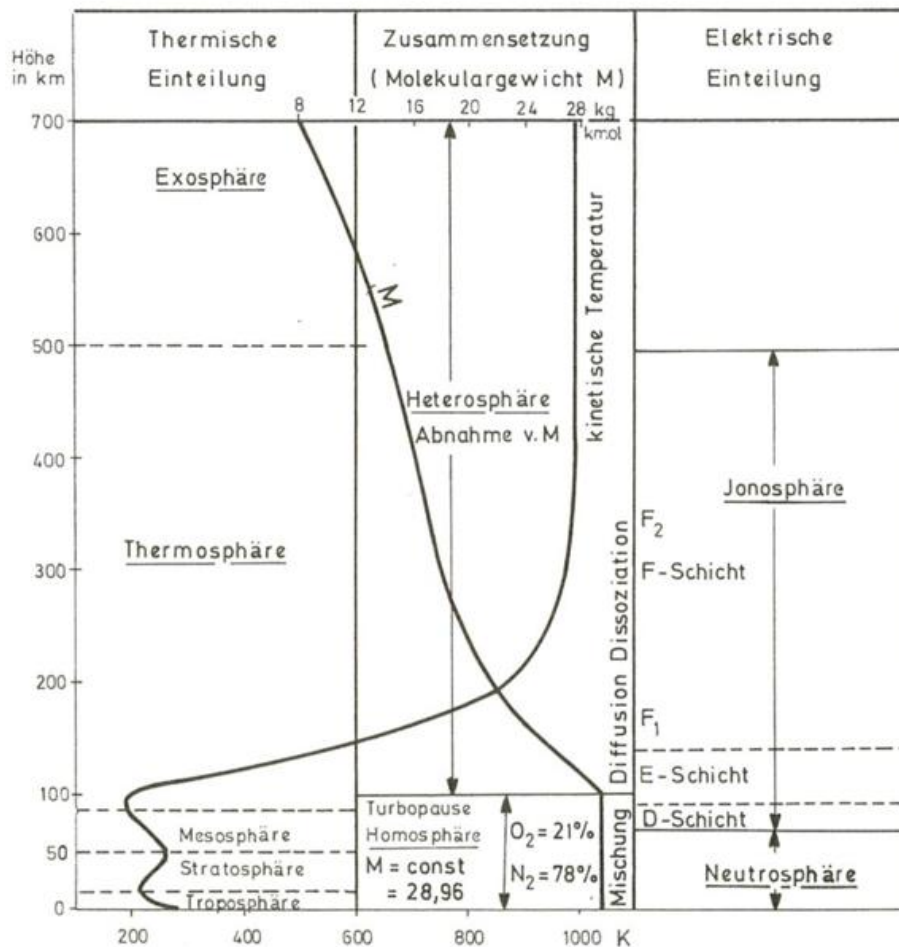


Abb. 1.3
Aufbau der Atmosphäre (nach US-Standardatmosphäre 1976)

Das Ende jeder Schicht wird durch das Wort *Pause* gekennzeichnet, das an die Stelle des Wortes *Sphäre* tritt.

1.8.1 Troposphäre

Die Troposphäre ist – nach dem griechischen Wort *tropēin* (wenden, umwälzen) – eine Sphäre der Umwälzungen. Die Erdoberfläche wird durch Absorption solarer Strahlung erwärmt. Die Wärme geht von der Bodenheizfläche in die mit ihr in Berührung stehende Luft über. Der Weitertransport in höhere Schichten erfolgt durch Turbulenz und Konvektion. In

der Tropopause, in tropischen Breiten hoch und ist kalt, in polaren Breiten tief und ist weniger kalt. Die Höhe und die Temperatur der Tropopause schwanken mit der Jahreszeit und der sie tragenden Luftmasse (Kap. 9.2).

Die untere etwa 1000 m mächtige Schicht der Troposphäre wird *planetarische Grenzschicht* genannt. Strömungsmäßig befindet sie sich stets im Gegensatz zu der darüber liegenden freien Atmosphäre in einem durch die Rauigkeit der Erdoberfläche bedingten turbulenten Strömungszustand. Weil letzterer hauptsächlich durch die Reibung verursacht wird, nennt man die planetarische Grenzschicht auch *Reibungs-*

schicht. In ihr kann man die oben geschilderte Wirkung der Erdoberfläche auf den fühlbaren und latenten Wärmetransport von der Erdoberfläche in die Atmosphäre am Strömungsverlauf und an der vertikalen Temperatur- und Feuchteverteilung unmittelbar feststellen.

Die planetarische Grenzschicht wird in drei Schichten unterteilt:

- laminare Unterschicht bis etwa 1 mm
- Prandtl-Schicht bis 20 – 60 m
- Ekman-Schicht bis etwa 1000 m.

Die *laminare Unterschicht* ist die etwa 1 mm dicke Haftschrift der Luft an der Erdoberfläche, in der alle Transportvorgänge wie Impulstransport, Wärmetransport und Feuchtetransport von molekularen Vorgängen bestimmt werden, so daß die Strömung laminarer Natur ist.

Die *Prandtl-Schicht*, nach L. PRANDTL benannt, schließt sich als turbulente Schicht von 20 m bis 60 m, maximal bis 100 m, nach oben an. In ihr ist die Schubspannung, die zwischen Schichten unterschiedlicher mittlerer Windgeschwindigkeit durch vertikalen turbulenten Impulsaustausch entsteht, von der Höhe unabhängig, sie hat die Richtung der mittleren Windgeschwindigkeit. Auch der vertikale Austausch von Impuls sowie fühlbarer und latenter Wärme ist in ihr nahezu konstant. Das führt zu einer annähernd logarithmischen Windverteilung mit der Höhe. Danach nimmt die in 10 m Höhe gemessene Windgeschwindigkeit nach unten bis in 1 m Höhe genau soviel ab, wie sie nach oben bis 100 m Höhe zunimmt. Am Oberrand der Prandtl-Schicht erreicht die Windgeschwindigkeit bereits 50% bis 70% des reibungsfreien Windes oberhalb der Reibungsschicht.

Die *Ekman-Schicht*, nach dem schwedischen Ozeanographen W. EKMAN benannt, unterscheidet sich dadurch von der Prandtl-Schicht, daß der vertikale Austausch von Impuls, Wärme und Feuchte nicht mehr unabhängig von der Höhe ist. Während in Bodennähe der Wind unter einem Winkel von etwa 45° gegenüber den Isobaren in den tiefen Druck hineinweht, setzt in der Ekman-Schicht unter der Wirkung von Druckgradientkraft, Corioliskraft und abnehmbarer Reibungskraft ein Rechtsdrehen und eine Zunahme des Windes mit der Höhe ein, bis ab etwa 1000 m Höhe der Wind parallel zu den Isobaren weht (vgl. Kap. 6.5.3 bis 6.5.5).

Die Troposphäre enthält rund 3/4 der Masse der Atmosphäre und fast 100% ihres Wasserdampfes. Darum treten in ihr auch alle Erscheinungen auf, für die Wasserdampf erforderlich ist, wie Wolken und Niederschläge. Dadurch wird die Troposphäre zur eigentlichen Wettersphäre.

1.8.2 Stratosphäre

Die Temperaturverteilung der Stratosphäre wird weitgehend durch die Absorption von UV-Strahlung in der Ozonschicht bestimmt. Weil die obersten Schichten der Ozonosphäre den größten Teil der eintreffenden UV-Strahlung absorbieren und den nach unten folgenden Schichten immer weniger an UV-Strahlung übriglassen, liegt das Maximum der Erwärmung und damit der Stratosphärentemperatur im oberen Bereich der Ozonschicht in 47 km bis 51 km Höhe. Diese Schicht ist das Ende der Stratosphäre und heißt darum *Stratopause*. Die Standard-Stratosphäre besitzt eine vertikale Dreiteilung, eine isotherme Schicht von 11 km bis 20 km, eine Schicht mit einer Temperaturzunahme von 1,0 K/km bis 32 km und 2,8 K/km bis 47 km. Dort beträgt die Stratopausentemperatur dann

–2,5 °C. Selbstverständlich hängt die Temperatur der Ozonheizschicht stark vom Einfallswinkel der Sonnenstrahlung ab. Darum weisen die wirklichen Stratosphärentemperaturen vor allem in mittleren und in polaren Breiten ähnlich wie die Erdoberfläche einen deutlichen Jahresgang mit einem Maximum im Sommer und einem Minimum im Winter auf. Infolge der ununterbrochenen Einstrahlung im Polargebiet auf der Sommerhalbkugel und ihres völligen Fehlens auf der Winterhalbkugel liegt das Temperaturmaximum der Stratopause beim jeweiligen Sommerpol und das Minimum beim Winterpol, so daß sich ein über den Äquator hinwegreichendes Temperaturgefälle vom Sommerpol zum Winterpol ergibt.

Die Stratosphärentemperatur zeigt im Winter gelegentlich plötzliche Schwankungen, die als *Berliner Phänomen* in die Literatur eingegangen sind. Dabei handelt es sich um plötzliche, winterliche Stratosphärenwärmungen, die oft mit einer markanten Umstellung der stratosphärischen Zirkulation verbunden sind.

1.8.3 Mesosphäre

Die Schicht positiven vertikalen Temperaturgefälles oberhalb der mittleren Heizschicht der Atmosphäre nennt man *Mesosphäre*. In ihr nimmt nach der Standardatmosphäre die Temperatur zwischen 51 km und 71,8 km um 2,8 K/km mit der Höhe ab und dann bis 86 km Höhe um 2,0 K/km. Ihr Ende, die *Mesopause*, liegt zwischen 86 km und 91 km Höhe und hat im Mittel eine Temperatur von –86,3 °C.

Die Mesopause weist die tiefsten Temperaturen der Atmosphäre auf. Für ihre Temperatur gilt dieselbe Regel wie für die Tropopausentemperatur: Wo die Untergrenze der Mesosphäre (die Stratopause) warm ist, ist die Mesopause kalt und umgekehrt. Darum haben die Wintermonate in hohen Breiten eine hohe Mesopausentemperatur und die Sommermonate eine tiefe, wobei häufig –110 °C unterschritten werden. Die tiefste bisher bekannte Temperatur der Atmosphäre von –153 °C wurde am 17. Juni 1966 in Point Barrow (Alaska) bei einem Raketenanstieg in 93 km Höhe gemessen.

Die tiefsten sommerlichen Mesopausentemperaturen der höheren Breiten reichen für eine Übersättigung des zwar nur in geringen Spuren vorhandenen Wasserdampfes aus, so daß sich dort Eiskristalle bilden können. Diese werden vor der Morgendämmerung und nach der Abenddämmerung, wenn die Erdoberfläche Nacht hat, infolge ihrer großen Höhe schon oder noch von der Sonne angestrahlt und leuchten hell auf. Sie werden darum *leuchtende Nachtwolken* genannt. Bei den höheren winterlichen Mesopausentemperaturen sind diese Wolken nicht zu beobachten.

1.8.4 Thermosphäre

Thermosphäre nennt man die Schicht zunehmender Temperatur zwischen 91 km und 500 km oberhalb der Mesopause. Der Temperaturanstieg kommt hauptsächlich durch Absorption von EUV-Strahlung (Extrem-UV) in den oberen Atmosphärenschichten zustande. Bei der geringen Anzahl von Gasteilchen in der Volumeneinheit in diesen Höhen bezieht sich der Begriff *Temperatur* nicht mehr auf die gemessene fühlbare Wärme, sondern auf die mittlere kinetische Energie der dort vorhandenen Luftmoleküle. Zwischen 91 km und 110 km steigt die Temperatur in der US-Standardatmosphäre von –86,3 °C auf –33,2 °C, wobei der Temperaturgradient von 0 K/km auf 12 K/km anwächst. Der Gradient bleibt dann zunächst konstant. Oberhalb 120 km nimmt er wieder ab, und

die Temperatur nähert sich bis 1000 km asymptotisch dem Wert 1000 K, wobei oberhalb von 500 km eine nahezu quasi-isotherme Atmosphäre von rund 1000 K vorhanden ist. Weil die für die Erwärmung der Thermosphäre verantwortliche EUV-Strahlung stark von der Sonnenaktivität abhängt, muß auch die Thermosphärentemperatur mit der Sonnenaktivität schwanken. So liegen bei einem Sonnenfleckenminimum die tiefsten Werte bis zu 500 K unter der Norm, bei mittleren Sonnenfleckenmaximumwerten etwa 100 K über der Norm und zu Zeiten stärkster Solarausbrüche und geomagnetischer Stürme bis zu 1000 K über den Werten der Standardatmosphäre.

1.8.5 Exosphäre

Die äußere (griech.: exos) Atmosphäre nennt man *Exosphäre*. Sie ist dadurch gekennzeichnet, daß die mittlere freie Weglänge ihrer Gasteilchen – das ist die mittlere Wegstrecke zwischen zwei Zusammenstoßen von Gasatomen oder Gasmolekülen – so groß wird, daß sie praktisch nicht mehr zusammenstoßen. In 500 km Höhe beträgt die mittlere freie Weglänge über 30 km. In der Exosphäre können die Gasteilchen bei ausreichender Molekulargeschwindigkeit den Anziehungsbereich der Erde verlassen und in den Weltraum entweichen, sofern sie nicht durch magnetische Kräfte daran gehindert werden.

1.9 Elektrischer Aufbau der Atmosphäre

Ionen – das sind positiv oder negativ geladene Teilchen – entstehen in der Atmosphäre durch die solare Ultraviolett- und Röntgenstrahlung sowie durch radioaktive und kosmische Strahlung. Sie haben bei großer Luftdichte und darum geringer freier Weglänge nur eine kurze Lebensdauer, da sie durch Wiedervereinigung rasch wieder zu einem neutralen Teilchen werden. Darum sind langlebige Ionen in der unteren Atmosphäre kaum anzutreffen. Erst im Bereich der Thermosphäre mit ausreichend großen freien Weglängen, wo außerdem genügend ionisierende UV-Strahlung zur Verfügung steht, nimmt die mittlere Lebensdauer von Ionenpaaren und damit auch die Anzahl der positiven Ionen und der freien negativen Elektronen so stark zu, daß sie die Radiowellen reflektieren. Die Schichten, in denen das geschieht, nennt man *Ionosphäre*. Sie erstreckt sich von etwa 70 km bis 500 km, wobei eine obere Grenze nicht exakt definiert ist. Die Bezeichnung Ionosphäre besagt nicht, daß diese Schicht hauptsächlich aus Ionen besteht. Die Ionenkonzentration ist auch in der Ionosphäre gegenüber den neutralen Luftbestandteilen sehr gering. So kommt in 100 km Höhe auf 100 Millionen neutrale Teilchen nur ein Ionenpaar. In 300 km ist das Verhältnis 10 000:1 und in 1000 km nur noch 10:1. Erst dann kehrt sich das Verhältnis um, und es überwiegen die elektrisch geladenen Teilchen.

Weil die UV-Strahlung durch die Erdrotation einen Tagesgang besitzt und außerdem mitsamt der Korpuskularstrahlung von der Sonnenaktivität abhängt, erfährt die Ionenkonzentration in der Ionosphäre dazu proportional verlaufende Schwankungen mit einem Maximum am Tage bzw. zu Zeiten hoher Sonnenaktivität und einem Minimum in der Nacht und zu Zeiten ruhiger Sonne. Infolge der Entmischung der Gase in diesen Höhen erhält man auch unterschiedliche vertikale Ionenkonzentrationen und damit einen schichtförmigen Aufbau der Ionosphäre, wobei sich drei Schichten deutlich herauschälen:

- die D-Schicht
- die E-Schicht
- die F-Schicht.

Die *D-Schicht* entsteht mit einsetzender UV-Strahlung nach Sonnenaufgang in der oberen Mesosphäre oberhalb 70 km. Ihre Ionisationsdichte wächst mit dem Sonnenstand. Nach Sonnenuntergang löst sie sich durch Wiedervereinigung der Ionenpaare wieder auf. Bei starken Sonneneruptionen kann die D-Schicht die Radiowellen so stark absorbieren, daß der Kurzwellenfunk zusammenbricht.

Die *E-Schicht* befindet sich normalerweise zwischen 90 km und 140 km. Die Ionenkonzentration der E-Schicht folgt wie die der D-Schicht dem Sonnenstand. Weil die Wiedervereinigungsrate der Ionenpaare nach oben abnimmt, löst sich die E-Schicht im Gegensatz zur D-Schicht nachts nicht mehr restlos auf, sondern schwächt sich nur ab, und zwar am meisten im unteren Teil der Schicht. In der langen Polarnacht des Winterhalbjahres kann sich aber auch die E-Schicht nicht halten.

Die *F-Schicht* schließt sich nach oben an die E-Schicht an. Mit abnehmender Wiedervereinigungsrate der Ionenpaare wächst die Ionendichte weiter an. Weil aber die Anzahl atomarer Teilchen nach oben sehr rasch abnimmt, muß schließlich auch die Ionenkonzentration in einer bestimmten Höhe der Thermosphäre ein Maximum erreichen. Das ist zwischen 250 km und 500 km Höhe der Fall. Darüber nimmt die Ionenkonzentration wieder ab, so daß die Obergrenze der F-Schicht nicht genau definiert ist. Der oberste Teil besteht fast ausschließlich aus ionisierten Wasserstoffatomen, aus Protonen und deren abgetrennten Elektronen.

Der untere Teil der F-Schicht, die *F₁-Schicht*, ist nur tagsüber bei hohem Sonnenstand entwickelt. Die Schicht stärkster Ionenkonzentration zwischen 250 km und 500 km Höhe, die *F₂-Schicht*, ist dagegen eine permanente Schicht.

1.10 Magnetosphäre

Die Erde besitzt ein Dipolmagnetfeld, dessen Pole in einiger Entfernung von den Erdpolen liegen. Die magnetischen Feldlinien gehen stark gebündelt von einem Pol aus, divergieren auf ihrem Wege in den Raum, verlaufen in weiten Bögen zum Gegenpol und münden dort wieder als dichtes Feldlinienbündel (Abb. 1.4). Derartige Magnetfelder haben die Eigenschaft, elektrisch geladene Partikeln wie Elektronen und Protonen auf Spiralbahnen längs der magnetischen Feldlinien zu führen. Die elektrischen Teilchen können nicht beliebig in Regionen höherer Magnetfeldstärke eindringen. Ihre Spiralbahnen werden mit dichter verlaufenden Feldlinien immer enger, bis die Partikeln schließlich zurückgeworfen werden. Das geschieht im Erdmagnetfeld in der Nähe der beiden magnetischen Pole. Dort werden die Protonen und die Elektronen gleichsam wie von unsichtbaren Federn von Pol zu Pol geschleudert und sind im Erdmagnetfeld in einer magnetischen Flasche oder Blase eingefangen. Die energieärmeren Partikeln, hauptsächlich die Elektronen, werden bereits im äußeren schwächeren Magnetfeld gebündelt, die energiereicheren Protonen überwiegen erst im erdnäheren, stärkeren Kraftfeld. Das Magnetfeld der Erde bildet so ringförmige Gürtel sehr schneller und darum energiereicher, elektrischer Partikelströme um die Erde. In Polnähe, wo die Partikelströme einmünden, reicht der Ring näher an die Erdoberfläche heran als am Äquator. Bei der Auswertung der Daten des 1958

gestarteten Satelliten Explorer I hat van ALLEN erstmals diese Gürtel entdeckt, die durch spätere Raumsonden bestätigt und nach ihm *van Allen-Strahlungsgürtel* benannt wurden.

Das vom Magnetfeld der Erde eingeschlossene Plasma aus Elektronen und Protonen bildet die *Magnetosphäre* der Erde, deren Ende die *Magnetopause* ist. Diese liegt in einer Entfernung von etwas über 10 Erdradien auf der sonnenzugewandten Tagseite der Erde viel näher als auf der Nachtseite, wo sie schweif förmig weit über die Mondbahn hinausreicht. Die eigenartige Form der Magnetopause hat ihre Ursache in der Wechselwirkung zwischen dem Sonnenwind und seinem mitgeführten Magnetfeld und dem Erdmagnetfeld. Wo die elektrischen Partikel des Sonnenwindes auf das Magnetfeld der Erde auftreffen, werden dessen äußere Feldlinien so weit zusammengepreßt, bis der magnetische Druck des Erdfeldes

dem anströmenden Sonnenwind widerstehen kann. Der Sonnenwind wird dabei abgelenkt und am Erdmagnetfeld vorbeigeführt. Auf der sonnenabgewandten Seite werden die erdmagnetischen Kraftlinien gewissermaßen in den Weltraum hinausgeblasen und bilden so einen geomagnetischen Schweif. Die Grenze der Magnetosphäre, die *Magnetopause*, liegt dort, wo die Magnetfelder des Sonnenwindes und der Erde sich aufheben. Vor der Aufprallstelle des Sonnenwindes bildet sich eine Art Bug- oder Stoßwelle aus.

Wenn man davon ausgeht, daß die Magnetosphäre aus Materie besteht, die durch das Magnetfeld der Erde fest an die Erde gebunden ist, dann muß man die Magnetopause als die eigentliche Grenze der Erdatmosphäre ansehen. Die Magnetosphäre umschließt als Schicht sehr dünn verteilter Plasmamaterie die Ionosphäre der Erde.

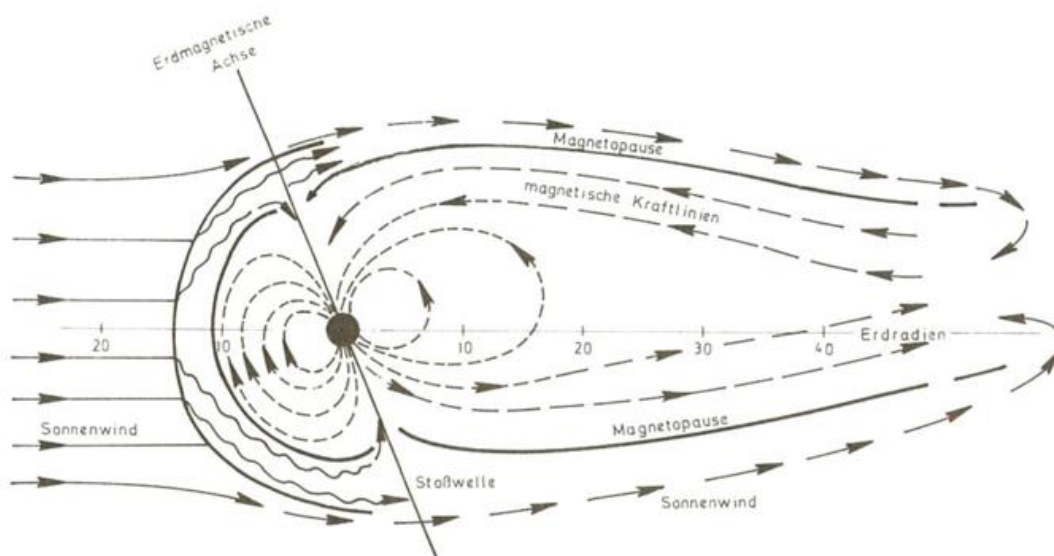


Abb. 1.4
Magnetosphäre der Erde

2 Strahlungs- und Wärmehaushalt der Erde und der Atmosphäre

2.1 Strahlung und Strahlungsgesetze

Unter Strahlung versteht man den Energietransport in Form von elektromagnetischen Wellen, auch elektromagnetische Strahlung genannt, oder den Fluß schnell bewegter Partikeln, die als Ionen, als freie negative Elektronen, positive Protonen und ungeladene Neutronen die Korpuskularstrahlung bilden. Letztere ist nur für die oberen Schichten der Atmosphäre, die Ionosphäre von Bedeutung. Die elektromagnetische Strahlung hingegen dringt zum Teil bis zur Erdoberfläche durch und wird teilweise in Wärme umgewandelt. Sie sorgt dadurch für den Antrieb der Wärmemaschine Atmosphäre. Die elektromagnetische Strahlung unterscheidet sich wesentlich von anderen Energietransporten, wie z. B. dem Transport fühlbarer Wärme. Sie benötigt kein übertragendes Medium und breitet sich im luftleeren Raum mit höchster Geschwindigkeit, der sogenannten Vakuum-Lichtgeschwindigkeit $c = 2,9979 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$ aus.

2.1.1 Elektromagnetisches Strahlungsspektrum

Die elektromagnetische Strahlung kann entweder aus Wellen einer einzigen, ganz bestimmten Wellenlänge bestehen – man spricht dann von monochromatischer (einfarbiger) Strahlung – oder aus einer Summierung von vielen verschiedenen Wellenlängen. Die Wellenlängenfolge der monochromatischen Bestandteile der Gesamtstrahlung ergibt das Strahlungsspektrum.

Zum besseren Verständnis des elektromagnetischen Spektrums sind einige Begriffe zu erläutern:

Die Wellenlänge λ ist der Abstand von Wellenberg zu nächstem Wellenberg oder von Wellental zu Wellental einer Welle. Ihre Einheit ist das Meter(m). Die solare und die terrestrische Strahlung liegen hauptsächlich im Wellenlängenbereich von 300 nm bis 60 μm (s. Anhang).

Die Wellenzahl κ ist die Anzahl der Wellenlängen pro Längeneinheit und ist somit der reziproke Wert der Wellenlänge mit der Einheit m^{-1} :

$$\kappa = \frac{1}{\lambda} \quad (2.1)$$

Die Frequenz ν wird oft anstelle der Wellenlänge benutzt. Sie gibt die Anzahl der Wellen an, die pro Sekunde einen festen Punkt passieren. Man erhält die Frequenz ν aus der Wellengeschwindigkeit c und der Wellenlänge λ durch die Beziehung

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \quad (2.2)$$

Ihre Einheit ist s^{-1} gleich Hertz (Hz).

Die elektromagnetische Strahlung wird entsprechend ihrer Wirkung auf unsere Sinnesorgane oder nach ihrer technischen Ausnutzung in bestimmte Bereiche eingeteilt:

– γ -Strahlung		<	10^{-12} m
– Röntgen-Strahlung	10^{-12} m	bis	10^{-9} m
– Optische Strahlung	10^{-9} m	bis	10^{-3} m
– Radiowellen	10^{-3} m	bis	10^5 m

Abbildung 2.1 gibt eine Übersicht über die Bereiche, ihre Wellenlänge, Frequenz, Wellenzahl und Energie in Elektronenvolt (eV).

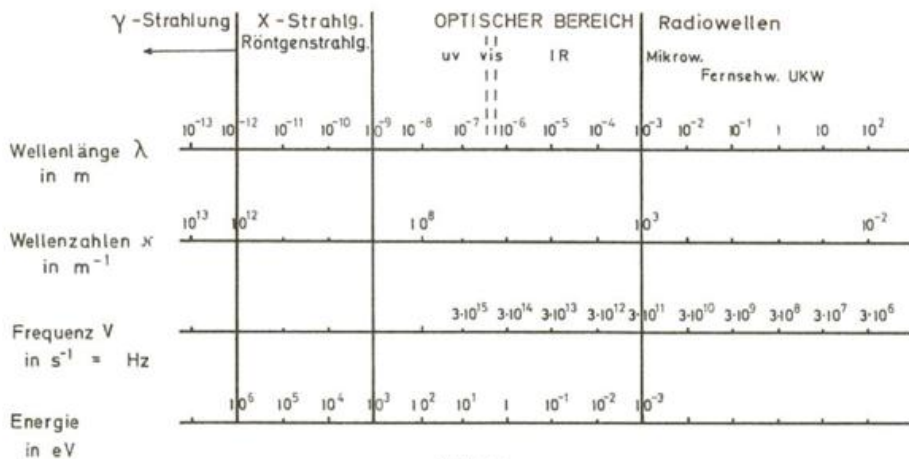


Abb. 2.1
Übersicht über das elektromagnetische Spektrum

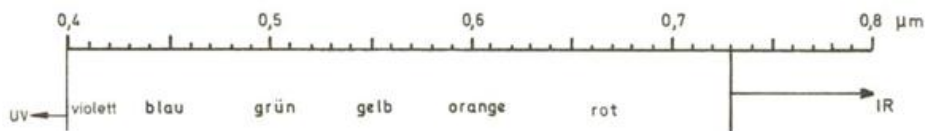


Abb. 2.2
Übersicht über den sichtbaren Bereich des Spektrums

Ein elektromagnetisches Strahlungsspektrum heißt kontinuierlich, wenn es sich über alle Wellenlängen eines größeren Spektralbereiches erstreckt. Feste Körper oder Flüssigkeiten besitzen ein kontinuierliches Spektrum. Gase emittieren nur in einzelnen Spektrallinien oder in einer Ansammlung einzelner Linien zu einer Bande. Man spricht von Linien- oder Bandenspektren.

2.1.2 Definition von Strahlungsgrößen

Die hier wiedergegebenen Strahlungsgrößen entsprechen den in DIN 5496 definierten Größen der Temperaturstrahlung:

Die *Strahlungsenergie* Q gibt die Menge der emittierten, transferierten oder absorbierten Strahlungsenergie an.

Einheit: Joule (J) gleich Wattsekunde (Ws)
 $1 \text{ J} = 1 \text{ Ws} = 1 \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-2}$

Der *Strahlungsfluß* oder die *Strahlungsleistung* Φ ist ein Maß für die pro Zeiteinheit emittierte, transferierte oder absorbierte elektromagnetische Strahlungsenergie. Er ist der Differentialquotient aus der entsprechenden Strahlungsenergie dQ und dem Zeitelement dt und entspricht als Energie pro Zeit einer Leistung.

$$\text{Strahlungsfluß } \Phi = \frac{dQ}{dt} \quad (2.3)$$

Einheit: Watt (W)

Die *Strahlstärke* I (einer punktförmigen Strahlungsquelle in einer bestimmten Richtung) ist der Differentialquotient aus dem Strahlungsfluß $d\Phi$, der von einer punktförmigen Strahlungsquelle in eine Richtung OP emittiert wird, und dem Raumwinkelelement $d\Omega$.

$$\text{Strahlstärke } I = \frac{d\Phi}{d\Omega} \quad (2.4)$$

Einheit: Watt pro Steradian (W sr^{-1})

1 Steradian (sr) ist gleich dem räumlichen Winkel, der als gerader Kreiskegel mit der Spitze im Mittelpunkt einer Kugel vom Radius 1 m aus der Kugeloberfläche eine Kalotte der Fläche 1 m^2 ausschneidet.

Die *Strahldichte* L ist der Differentialquotient aus dem Strahlungsfluß $d\Phi$, der in ein Raumwinkelelement $d\Omega$ in gegebener Richtung aus einem Flächenelement dA_1 ausgeht oder durch dieses hindurchtritt, und dem Raumelement $d\Omega$ sowie der Projektion $dA_1 \cos\vartheta$ des Flächenelements, wobei ϑ der Winkel zwischen der Strahlungsrichtung OP und der Flächennormalen N ist (Abb. 2.3).

$$\text{Strahldichte } L = \frac{d^2\Phi}{dA_1 \cos\vartheta d\Omega} \quad (2.5)$$

Einheit: Watt pro m^2 und Steradian ($\text{W m}^{-2} \text{ sr}^{-1}$)

Unter der *spezifischen Ausstrahlung* M versteht man den Differentialquotienten aus dem Strahlungsfluß $d\Phi$, der von einem Flächenelement dA_1 in beliebige Richtungen der Halbkugel darüber emittiert wird, und der Fläche dA_1 dieses Elementes.

$$\text{Spezifische Ausstrahlung } M = \frac{d\Phi}{dA_1} = \frac{d^2Q}{dA_1 dt} \quad (2.6)$$

Einheit: W m^{-2}

Die spezifische Ausstrahlung ergibt sich durch Integration der Strahldichte über die Halbkugel.

Die *Bestrahlungsstärke* E ist der Differentialquotient aus dem Strahlungsfluß $d\Phi$, der auf ein Flächenelement dA_2 aus beliebigen Richtungen der Halbkugel darüber einfällt, und der Fläche dA_2 dieses Elementes (Abb. 2.4).

$$\text{Bestrahlungsstärke } E = \frac{d\Phi}{dA_2} = \frac{d^2Q}{dA_2 dt} \quad (2.7)$$

Einheit: W m^{-2}

Wie bei der spezifischen Ausstrahlung M erhält man E durch Integration der Strahldichten der einfallenden Strahlung über dem Halbraum.

Die *Bestrahlung* H ist eine Energiedichte in J m^{-2} . (Im Gegensatz dazu ist die Bestrahlungsstärke eine Strahlungsflußdichte oder eine Strahlungsleistungsdichte.) Man erhält die Bestrahlung durch zeitliche Integration der Bestrahlungsstärke (z. B. Tagessummen, Stundensummen usw.).

$$H = \int_{t_1}^{t_2} E(t) dt \quad (2.8)$$

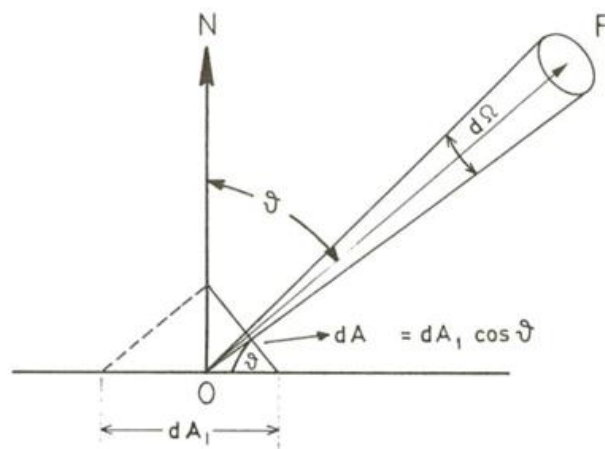


Abb. 2.3 Strahldichte

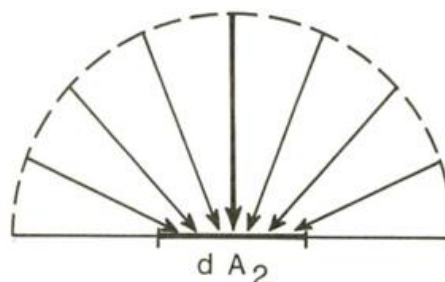


Abb. 2.4 Bestrahlungsstärke

In den Definitionen der Strahlungsgrößen wurde bisher keine Rücksicht auf die spektrale Verteilung der Strahlung genommen. Man berücksichtigt diese durch Einführung der *spektralen Dichten* der strahlungsphysikalischen Größen. Man erhält die spektralen Dichten, indem man die vorstehend definierten Größen auf einen differentiellen Bereich der Wellenlänge $d\lambda$ oder der Frequenz $d\nu$ bezieht und fügt den Formelzeichen der Strahlungsgrößen den Index λ oder ν hinzu.

Die spektrale Dichte der Strahlungsgröße X , oft nur kurz spektrale Strahlungsgröße genannt, im Wellenlängenintervall zwischen λ und $\lambda + d\lambda$ ist dann:

$$X_\lambda = \frac{dX}{d\lambda} \quad (2.9)$$

So wird aus dem Strahlungsfluß Φ der spektrale Strahlungsfluß $\Phi_\lambda = \frac{d\Phi}{d\lambda}$ aus der Strahlstärke I die spektrale Strahlstärke $I_\lambda = \frac{dI}{d\lambda}$ aus der Strahldichte L die spektrale Strahldichte $L_\lambda = \frac{dL}{d\lambda}$ usw.

2.1.3 Grundgesetze der Temperaturstrahlung (Schwarzkörperstrahlung)

2.1.3.1 Emissions-, Absorptions-, Reflexions- und Transmissionsgrad

Ein Körper kann Strahlung

- emittieren (ausstrahlen)
- absorbieren (verschlucken)
- reflektieren (zurückwerfen)
- transmittieren (hindurchlassen).

Ein Körper, der alle einfallende Strahlung absorbiert oder die höchstmögliche Strahlung emittiert, ist ein schwarzer Körper. Wenn er alle einfallende Strahlung reflektiert, ist er ein weißer Körper. Hundertprozentig über alle Wellenlängen des elektromagnetischen Spektrums absorbierende oder reflektierende Körper gibt es nicht. Darum kann der Ausdruck *schwarzer* oder *weißer Körper* nur in begrenzten Spektralbereichen angewandt werden. Ein Körper, der im sichtbaren Wellenlängenbereich weiß ist, weil er alles einfallende Sonnenlicht reflektiert, kann in anderen Bereichen schwarz sein, wie zum Beispiel Schnee, der im Infrarotbereich $> 1,5 \mu\text{m}$ alle Strahlung absorbiert und in diesem Bereich darum als schwarzer Körper gilt.

Ein Körper, der die höchstmögliche Menge an Strahlung emittiert, hat den Emissionsgrad $\epsilon = 1$
 absorbiert, hat den Absorptionsgrad $\alpha = 1$
 reflektiert, hat den Reflexionsgrad $\rho = 1$
 transmittiert, hat den Transmissionsgrad $\tau = 1$

Dabei ist:

Emissionsgrad das Verhältnis emittierter Strahlung zur Schwarzkörperstrahlung,
Absorptionsgrad das Verhältnis der absorbierten Strahlung zur einfallenden Strahlung,
Reflexionsgrad das Verhältnis der reflektierten Strahlung zur einfallenden Strahlung,
Transmissionsgrad das Verhältnis der transmittierten Strahlung zur einfallenden Strahlung.

Ein Emissionsgrad $\epsilon = 0,6$ bedeutet, daß der Körper nur sechs Zehntel oder 60% der höchstmöglichen Strahlung des betreffenden Wellenlängenbereiches emittiert.

Wenn Strahlung durch ein Medium beeinflusst wird, dann kann die Summe aus $\alpha + \rho + \tau$ immer nur gleich 1 sein. Ist $\alpha = 1$, dann muß der Reflexionsgrad und der Transmissionsgrad Null sein, ist $\rho = 1$, dann kann er keine Strahlung absorbieren und keine hindurchlassen, ist $\tau = 1$, dann wird er weder Strahlung absorbieren noch reflektieren. Spektralbereiche, in welchen τ bzw. der spektrale Transmissionsgrad $\tau(\lambda) = 1$ ist, nennt man Fensterbereiche oder kurz *Fenster*.

2.1.3.2 Emissionsgrad eines Temperaturstrahlers und Kirchhoffsches Gesetz

Im thermischen Gleichgewicht emittiert jeder Körper bei jeder Wellenlänge genau soviel Strahlung, wie er absorbiert. Dieser Sachverhalt wird als *Kirchhoffsches Gesetz* bezeichnet.

Ein Körper, der bei einer bestimmten Wellenlänge keine Strahlung absorbiert, kann diese Wellenlänge auch nicht emittieren. Ein schwarzer Körper, der alle Strahlung absorbiert ($\alpha(\lambda) = 1$), strahlt daher auch bei allen Wellenlängen stärker als andere Körper gleicher Temperatur. Diese Strahlung nennt man *Schwarzkörperstrahlung*. Das Verhältnis der tatsächlichen spektralen spezifischen Ausstrahlung M_λ zur Schwarzkörperstrahlung $M_{\lambda s}$ heißt spektraler Emissionsgrad.

$$\epsilon(\lambda) = \frac{M_\lambda}{M_{\lambda s}} \quad (2.10)$$

Das Kirchhoff'sche Gesetz besagt dann, daß die spektralen Absorptions- und Emissionsgrade gleich sind.

$$\epsilon(\lambda) = \alpha(\lambda) \quad (2.11)$$

2.1.3.3 Plancksches Gesetz

Die spektrale spezifische Ausstrahlung $M_{\lambda s}$ eines schwarzen Körpers und die zugehörige Strahldichte $L_{\lambda s}$ gehorchen dem Planckschen Strahlungsgesetz.

Für unpolarisierte Strahlung gilt:

$$M_{\lambda s} = c_1 \lambda^{-5} (e^{c_2/\lambda T} - 1)^{-1} \quad (2.12)$$

$$L_{\lambda s} = \frac{c_1}{\Omega_0 \pi} \lambda^{-5} (e^{c_2/\lambda T} - 1)^{-1} \quad (2.13)$$

Hierin bedeuten:

$c_1 = 3,7418 \cdot 10^{-16} \text{ Wm}^2$ die erste Strahlungskonstante
 $c_2 = 1,4388 \cdot 10^{-2} \text{ Km}$ die zweite Strahlungskonstante

Die Planck-Funktion (2.12 bzw. 2.13) gibt an, wieviel Strahlungsenergie je Wellenlängeneinheit von der Flächeneinheit eines schwarzen Körpers in der Zeiteinheit in die Halbkugel darüber ($M_{\lambda s}$) bzw. in den Einheitsraumwinkel in eine beliebige Richtung ($L_{\lambda s}$) emittiert wird. Abbildung 2.5 zeigt die Planckfunktionen für einige Temperaturen.

Die spektrale Strahlendichte $L_{\lambda s}$ eines schwarzen Körpers ist unabhängig von der Richtung der Strahlung. Darum gilt für schwarze Körper das *Lambertsche Cosinusgesetz*, welches besagt:

Der Strahlungsfluß von der Flächeneinheit einer strahlenden Oberfläche in den Einheitsraumwinkel in irgendeiner Richtung ist proportional zum Cosinus des Winkels zwischen der Senkrechten auf die strahlende Oberfläche und der Strahlungsrichtung. Siehe dazu Abbildung 2.3.

Mißt man in einem sehr engen Wellenlängenintervall mit einem Radiometer die spektrale Strahlendichte $L_{\lambda s}$ eines schwarzen Körpers (oder eines grauen Körpers mit bekanntem spektralen Emissionsgrad $\epsilon(\lambda)$), dann läßt sich seine sogenannte spektrale Strahlungstemperatur T_s mit Hilfe der Planckfunktion bestimmen. Diese Möglichkeit wird zur Fernmessung der Temperatur benutzt.

2.1.3.4 Stefan-Boltzmannsches Gesetz

Die über das gesamte Spektrum integrierte spezifische Ausstrahlung eines schwarzen Körpers erhält man, wenn man die Planckfunktion (2.12) über alle Wellenlängen und über den Halbraum integriert. Das Ergebnis dieser Integration ist das Stefan-Boltzmannsche Gesetz:

$$M_s(T) = \sigma T^4 \quad (2.14)$$

$\sigma = 5,670 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ ist die Stefan-Boltzmann-Konstante.

Das Stefan-Boltzmannsche Gesetz gibt an, welche Strahlungsenergie von der Flächeneinheit eines schwarzen Körpers in der Zeiteinheit, integriert über alle Wellenlängen und über die Halbkugel, abgestrahlt wird.

Mißt man mit einem alle Wellenlängen absorbierenden Radiometer die Strahlendichte L eines Körpers, dann läßt sich bei bekanntem Emissionsgrad mit dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz seine *Gesamtstrahlungstemperatur* T_g berechnen.

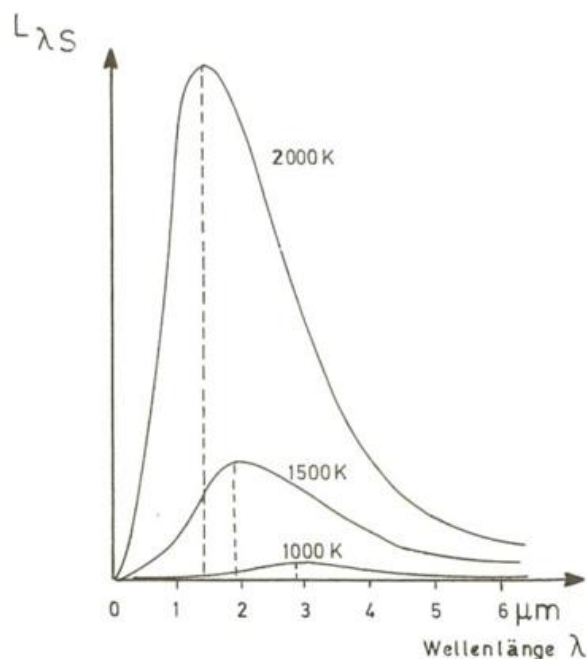


Abb. 2.5
Planck-Funktion für 2000 K, 1500 K und 1000 K

2.1.3.5 Wiensches Verschiebungsgesetz

Bildet man die erste Ableitung der Planckfunktion nach der Wellenlänge bei konstanter Temperatur und setzt sie gleich Null, so erhält man die Wellenlänge, bei der ein schwarzer Körper das Maximum an Energie ausstrahlt.

Die entsprechende Gleichung ergibt das Wiensche Verschiebungsgesetz:

$$\lambda_{\max} \cdot T = w \quad (2.15)$$

$w = 2,8978 \cdot 10^{-3} \text{ Km}$ ist die Wiensche Verschiebungskonstante.

Das Maximum der Emissionsenergie verschiebt sich mit steigender Temperatur zu kürzeren Wellenlängen, wie auch die gestrichelten Linien in Abbildung 2.5 zeigen.

2.1.4 Strahlungstransport durch ein Medium

Fällt Strahlung durch ein Medium, so erleidet sie eine Veränderung durch Streuung und Absorption. Streuung bedeutet die Ablenkung der Strahlung aus ihrer Einfallrichtung ohne Energieübertragung, Absorption ist die Umwandlung der Strahlung in andere Energieformen, im allgemeinen Wärme. Beide Vorgänge zusammen nennt man Extinktion:

Streuung + Absorption = Extinktion.

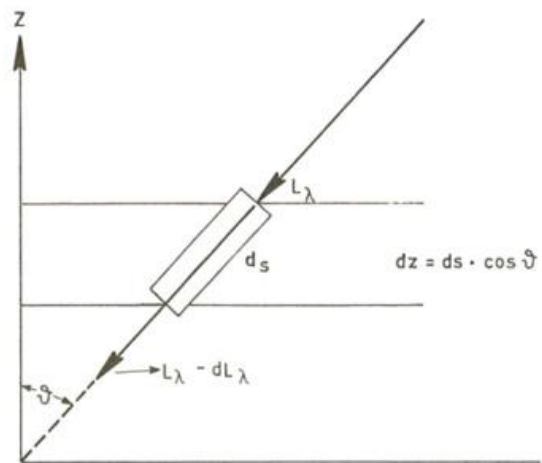


Abb. 2.6
Strahlungstransport durch ein Medium

Betrachtet man ein Strahlenbündel mit der spektralen Strahlendichte L_{λ} , das auf die Obergrenze einer infinitesimalen Schicht der Dicke dz unter dem Einfallswinkel δ einfällt (Abb. 2.6), dann erfährt L_{λ} auf der Strecke $ds = dz \cdot \sec \delta$ durch Extinktion eine Änderung

$$dL_{\lambda} = -\sigma_e(\lambda) \cdot L_{\lambda} \cdot ds, \quad (2.16)$$

mit $\sigma_e(\lambda) = \sigma_s(\lambda) + \sigma_a(\lambda)$, wobei $\sigma_e(\lambda)$, $\sigma_s(\lambda)$, $\sigma_a(\lambda)$ (m^{-1}) die spektralen Extinktions-, Streu- und Absorptionskoeffizienten bedeuten. Gleichung (2.16) ist das Bouguer-Lambert-Gesetz in Differentialform. Es stellt den einfachsten Fall der sogenannten Strahlungsübertragungsgleichung dar, wenn die Strahlungserzeugung durch Mehrfachstreuung aus anderen Einfallrichtungen und durch Emission des Mediums auf der Strecke ds vernachlässigbar ist.

Bezeichnet man die spektrale Strahldichte der einfallenden Strahlung mit $L_\lambda(O)$, so ergibt sich die Strahldichte nach Durchlaufen einer endlichen Schicht z durch Integration von Gleichung (2.16) zu

$$L_\lambda(z, \delta) = L_\lambda(O) \cdot \exp(-\sigma_c(\lambda) \cdot z \cdot \sec\delta). \quad (2.17)$$

Diese Gleichung stellt das Bouguer-Lambert-Gesetz in integrierter Form dar.

Ist auch die Einfachstreuung vernachlässigbar ($\sigma_s(\lambda) \ll \sigma_a(\lambda)$), so gelten die Gleichungen (2.16) und (2.17) entsprechend mit $\sigma_c(\lambda) = \sigma_a(\lambda)$. Den spektralen Absorptionskoeffizienten $\sigma_a(\lambda)$ (m^{-1}) geteilt durch die Massendichte ρ ($kg \cdot m^{-3}$) eines absorbierenden Gases bezeichnet man als spektralen Absorptionsquerschnitt pro Masseneinheit $k(\lambda) = \sigma_a(\lambda)/\rho$ (m^2/kg). Einsetzen in Gleichung (2.16) und Integration über $\rho \cdot dz = du$ liefert

$$L_\lambda(z, \delta) = L_\lambda(O) \cdot \exp(-k(\lambda) \cdot u \cdot \sec\delta), \quad (2.18)$$

wobei u ($kg \cdot m^{-2}$) die Gasmasse pro Einheitsfläche der absorbierenden Schicht bedeutet.

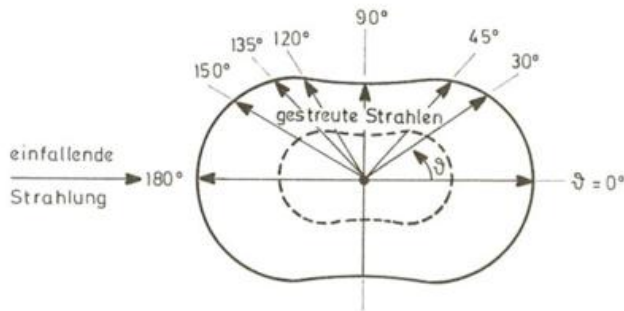


Abb. 2.7
Rayleigh-Streuung für grünes und rotes Licht,
—— grün, - - - - rot.

Ist andererseits die Absorption vernachlässigbar ($\sigma_a(\lambda) \ll \sigma_s(\lambda)$), so gelten die Gleichungen (2.16) und (2.17) für reine (Einfach-)Streuung mit $\sigma_c(\lambda) = \sigma_s(\lambda)$. Der spektrale Streukoeffizient $\sigma_s(\lambda)$ hängt vom Radius r und Brechungsindex der streuenden Partikel ab und kann mit der Mie-Theorie berechnet werden. Ist der sogenannte Größenparameter $\alpha = 2\pi r/\lambda < 0,1$ wie z. B. bei der Streuung von sichtbarem Licht an den Molekülen der Luft, so geht die Mie-Streuung in die Rayleigh-Streuung über. In diesem Fall ergibt sich der sogenannte Rayleigh-Streukoeffizient näherungsweise zu

$$\sigma_R(\lambda) = \text{const} \cdot \lambda^{-4}. \quad (2.19)$$

Da λ im sichtbaren Spektralbereich etwa von $0,4 \mu m$ (violett) bis $0,8 \mu m$ (rot) reicht, ist $\sigma_R(\lambda)$ am blauen Ende rund 16mal größer als am roten Ende des sichtbaren Spektrums. Daher wird der blaue Anteil der Sonnenstrahlung so stark über den ganzen Himmel gestreut, daß aus allen Richtungen hauptsächlich blaues Licht unser Auge trifft und den Himmel blau erscheinen läßt. Bei tiefem Sonnenstand legt die Sonnenstrahlung einen sehr langen Weg durch die dichten unteren Luftschichten zurück, so daß fast alles blaue Licht weggestreut

wird und die direkte Sonnenstrahlung nur noch gelbes oder gar rotes Licht enthält. Die Sonne nimmt darum mit sinkendem Stand erst eine gelbe und dann rote Farbe an.

Die spektrale Strahldichte der unter dem Winkel δ gestreuten Strahlung wird durch die Rayleigh-Streufunktion wiedergegeben:

$$L_{R_\lambda}(\delta) = \text{const} \cdot \sigma_R(\lambda) \cdot (1 + \cos^2\delta). \quad (2.20)$$

In Abbildung 2.7 sind die Rayleigh-Streufunktionen für grünes und rotes Licht in Abhängigkeit vom Winkel in Polarkoordinaten eingetragen. Die Verbindung vom 0-Punkt zur jeweiligen Kurve ist ein relatives Maß für die spektrale Strahldichte der gestreuten Strahlung. Sie ist vorwärts ($\delta = 0^\circ$) und rückwärts ($\delta = 180^\circ$) gleich groß und am stärksten; die um 90° gestreute Strahlung ist nur halb so groß. Die geringere Strahldichte der roten Streustrahlung (gestrichelte Kurve) gegenüber der grünen (ausgezogene Kurve) ergibt sich dadurch, daß die Streuung proportional λ^{-4} ist.

Die Radien r der Aerosolpartikeln erstrecken sich größenordnungsmäßig von $0,01 \mu m$ bis $10 \mu m$. Für sichtbares Licht ($\lambda \approx 0,5 \mu m$) liegen die entsprechenden Größenparameter α zwischen 0,1 und 100. Der sogenannte Dunst-Streukoeffizient $\sigma_D(\lambda)$ hängt von der Größenverteilung und dem Brechungsindex der Aerosolpartikeln ab. Für mittlere atmosphärische Bedingungen ist $\sigma_D(\lambda) = \text{const} \cdot \lambda^{-1,3}$. Ist der Partikelradius $r > 10 \mu m$, so verschwindet die Wellenlängenabhängigkeit, die Streuung wird „grau“ wie in Wolken und Nebel.

Mit wachsendem Partikelradius ändert sich auch die Streufunktion der Dunststreuung, wie Abbildung 2.8 zeigt. Je größer die Partikeln sind, um so stärker streuen sie in Vorwärtsrichtung und um so weniger seitwärts und rückwärts. Die Mie-Streuung geht dann in die Beugung über. Wolken und Regen weisen eine besonders starke Vorwärtsstreuung auf.

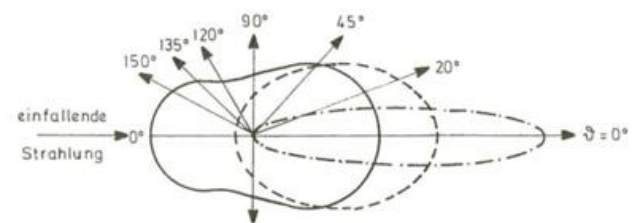


Abb. 2.8
Streufunktion für Aerosolpartikeln, ——— $r = 0,05 \mu m$,
- - - - $r = 0,1 \mu m$, - · - · - $r = 0,5 \mu m$.

2.2 Die solare Strahlung

2.2.1 Allgemeines

Zwischen Sonne, Erde und Weltraum ist ein Energieaustausch nur über die elektromagnetische Strahlung möglich; denn für alle anderen Energieübertragungsarten ist ein übertragendes Medium erforderlich, das im fast völlig materiefreien Weltraum nicht vorhanden ist.

$$\bar{H}_0 = \bar{E}_0 \left(\frac{\bar{r}}{r}\right)^2 \int_{SA}^{SU} \cos \zeta dt \quad (2.24)$$

oder nach Ausführung der Integration

$$\bar{H}_0 = (24h/\pi) \bar{E}_0 \left(\frac{\bar{r}}{r}\right)^2 \sin \varphi \sin \delta (\omega_0 - \tan \omega_0) \quad (2.25)$$

mit.

φ geographische Breite

δ Deklination der Sonne des entsprechenden Tages im Jahr

ω_0 Stundenwinkel zwischen Sonnenaufgang und Mittag oder Mittag und Sonnenuntergang (in Radiant), zu berechnen aus:

$$\cos \omega_0 = -\tan \varphi \tan \delta. \quad (2.26)$$

Diese Tagessumme der extraterrestrischen Bestrahlungsstärke ist nach den Gleichungen 2.25 und 2.26 nur von der geographischen Breite und von der Jahreszeit abhängig. Abbildung 2.9 zeigt eine Isolethendarstellung der mittleren Tagessumme der extraterrestrischen Sonnenstrahlung auf die horizontale Ebene für alle Tage des Jahre und für alle geographischen Breiten.

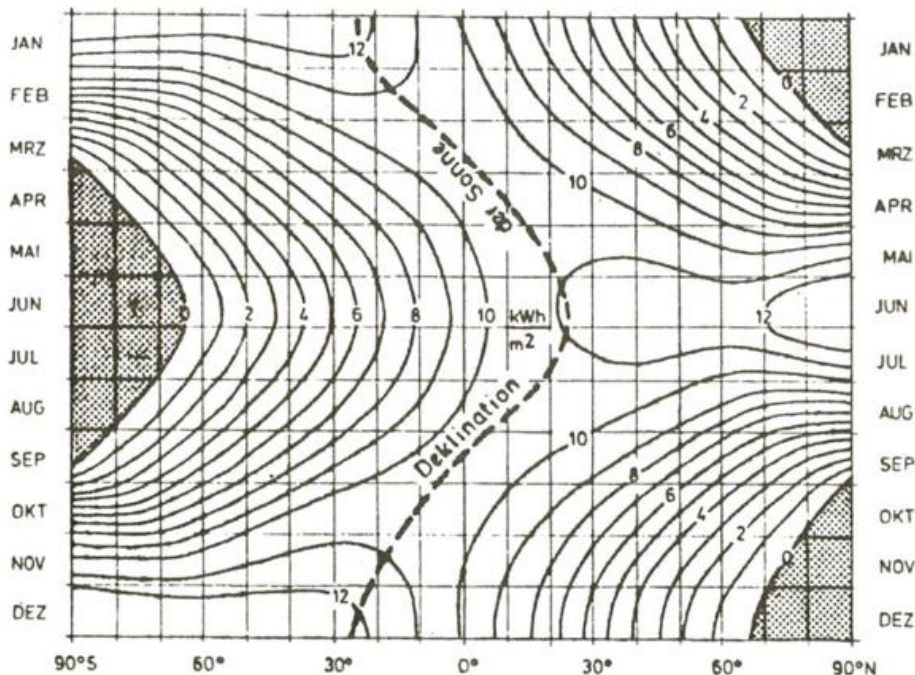


Abb. 2.9
Mittelwerte der täglichen extraterrestrischen
Sonnenstrahlung für alle Tage des Jahres und alle Breiten
(nach MILANKOVICH 1936)

Aus der Isolethendarstellung (Abb. 2.9) lassen sich folgende für das extraterrestrische solare Strahlungsklima der Erde wichtigen Tatsachen entnehmen:

– Um das jeweilige Sommersolstitium (Sommersonnenwende) herum ist die tägliche Bestrahlung am Pol größer als an jedem anderen Ort der Erde, weil die Sonne dort nicht untergeht.

– Nur zu den Zeiten der Äquinoktien (Tag- und Nachgleichen) liegt das Maximum am Äquator.

– Zwischen dem Herbst- und Frühlingsäquinoktium ist die Einstrahlung am Nordpol ununterbrochen gleich Null, die Nulllinie tangiert am Wintersolstitium den Polarkreis.

– Die Südhalbkugel weist während ihres Sommers wegen der geringeren Perihelentfernung im Ganzen etwas größere Tagessummen auf als der Sommer der Nordhalbkugel. Über die entsprechenden Sommerhalbjahre summiert wird das Defizit der Nordhalbkugel wegen der um 7 3/4 Tage längeren Dauer des Nordsommers ausgeglichen oder sogar überkompensiert.

– Das meridionale Gefälle der Bestrahlung auf der Sommerhalbkugel ist von Mai bis Juli vom Pol zum Äquator gerichtet. Es ist allerdings sehr gering.

– Der Jahresgang der Bestrahlung folgt dem Sonnenstand und hat polwärts von den Wendekreisen sein Maximum zur Zeit des entsprechenden Sommersolstitiums und sein Minimum am Wintersolstitium.

Hauptenergiequelle der Erdoberfläche und der Atmosphäre ist die Sonne. Daneben sind andere Energiequellen wie die Sternstrahlung oder der Wärmefluss aus dem Erdinneren so verschwindend gering, daß man sie vernachlässigen kann. Die Hauptstrahlungsschicht der Sonne ist die nur etwa 400 km dicke Photosphäre mit einer Strahlungstemperatur von rund 6000 K. Von ihrer gesamten Oberfläche geht ein Strahlungsfluß von $3,9 \times 10^{23}$ kW aus. Dividiert man diesen Wert durch die Oberfläche der Photosphäre, so erhält man einen Strahlungsfluß von $6,43 \times 10^4$ kW pro Quadratmeter Sonnenoberfläche. Die solare Strahlung erreicht in rund 150 Millionen km Entfernung die Erdbahn und ist für den Strahlungs- und Wärmehaushalt des Systems Erde – Atmosphäre von primärer Bedeutung.

Die elektromagnetische Strahlung der Sonne pflanzt sich mit Lichtgeschwindigkeit fort und erreicht nach weniger als 8 Minuten die Erde. Fast ein Drittel der Sonnenstrahlung wird in den Weltraum reflektiert und der Rest als Strahlungsgewinn von der Erde vereinnahmt. Er verursacht die Strömungen der Luft und der Ozeane und ist Energiequelle für den Wasserkreislauf auf der Erde und damit für alles, was wir im allgemeinen unter Wetter verstehen.

2.2.2 Die spektrale Verteilung der solaren Strahlung

Die spektrale Verteilung der Sonnenstrahlung entspricht annähernd der Planckschen Strahlungsverteilung eines schwarzen Körpers von rund 6000 K. Nur je 1% der Solarstrahlung liegt unterhalb bzw. oberhalb des Wellenlängenbereichs von $0,29 \mu\text{m}$ bis $4,0 \mu\text{m}$ mit einem Strahlungsmaximum bei $0,48 \mu\text{m}$ (Wiensches Verschiebungsgesetz). Diesen Wellenlängenbereich von $0,29 \mu\text{m}$ bis $4,0 \mu\text{m}$ nennt man darum *solare Strahlung*. Man unterteilt die solare Strahlung in drei Bereiche:

Strahlungsart	Wellenlänge (μm)	Anteil %
UV-Strahlung	0,29 – 0,4	7
Sichtbare Strahlung (Licht; VIS)	0,4 – 0,73	42
IR-Strahlung	0,73 – 4,0	49
Gesamtstrahlung	0,29 – 4,0	98

Die gesamte UV-Strahlung der Sonne (einschließlich des über die oben angegebene Grenze von $0,29 \mu\text{m}$ hinausgehenden Bereichs) wird entsprechend ihrer biologischen Wirkung in vier Bereiche untergliedert:

- EUV extremkurzwelliges UV von $0,001 \mu\text{m}$ – $0,1 \mu\text{m}$
- UV-C kurzwelliges UV von $0,1 \mu\text{m}$ – $0,28 \mu\text{m}$
- UV-B mittelwelliges UV von $0,28 \mu\text{m}$ – $0,315 \mu\text{m}$
- UV-A langwelliges UV von $0,315 \mu\text{m}$ – $0,40 \mu\text{m}$

Die *extremkurzwellige EUV*- und die *kurzwellige UV-C-Strahlung* sind für die Biosphäre lebensgefährlich und werden bereits in der Thermosphäre oberhalb 80 km Höhe und in der Ozonschicht von etwa 25 km bis 50 km Höhe absorbiert. Dadurch werden diese Schichten zu einem lebenswichtigen Schutzschild für die Biosphäre. Die *UV-B-Strahlung* ist verantwortlich für den Sonnenbrand, wenn man sich zu lange ungeschützt der Sonne aussetzt. Sie führt aber nicht nur zur Erythembildung (Hautrötung), sondern sie ist auch an der

Vitamin-D-Erzeugung in der Haut beteiligt, wodurch die Rachitisabwehr verstärkt wird.

Die *UV-A-Strahlung* ist biologisch ungefährlich. Sie bewirkt die Pigmentierung (Bräunung) der Haut und schützt dadurch vor der UV-B-Strahlung und dem Sonnenbrand. Neben diesen Wirkungen wird der UV-Strahlung eine schädliche Wirkung für Bakterien und Viren zugeschrieben, wodurch die Abwehr gegen Infekte erhöht wird.

Im *sichtbaren Bereich* liegt das Maximum der Solarstrahlung. Es ist sicherlich kein Zufall, daß unsere Sehnerven gerade auf diesen Bereich reagieren. Die Summierung sämtlicher monochromatischer Strahlungsanteile im sichtbaren Bereich wird von unserem Auge als weiß empfunden. Eine Aufspaltung in einzelne Wellenlängen mit einem Prisma ergibt die bekannten Regenbogenfarben des sichtbaren Spektrums (Abb. 2.2). Das Maximum der solaren Strahlung befindet sich im grün-blauen Bereich bei $0,48 \mu\text{m}$. Der sichtbare Bereich der Sonnenstrahlung hat zweierlei biologische Bedeutung: Erstens sehen wir und viele Lebewesen in diesem Spektralbereich, und zweitens sorgt das sichtbare Sonnenlicht für die Energie, welche die Pflanzen bei der Kohlendioxidassimilation in ihren Blättern benötigen und zum Teil in der Biomasse speichern. Dieser Vorgang bildet die Grundlage der menschlichen und tierischen Ernährung und der fossilen Energievorräte der Erde.

Die *IR-Strahlung* der Sonne wird wie ihre übrigen Anteile in fühlbare Wärme umgewandelt, wenn sie absorbiert wird.

2.2.3 Die extraterrestrische Sonnenstrahlung

Den Mittelwert der Bestrahlungsstärke solarer Strahlung in mittlerer Erdbahnenentfernung \bar{r} von der Sonne auf die senkrecht zur Strahlung stehende Ebene nennt man Solarkonstante \bar{E}_0 . Sie läßt sich durch Strahlungsmessungen außerhalb der Atmosphäre oder unter Ausschaltung des atmosphärischen Einflusses bestimmen. Als bester Wert gilt zur Zeit:

$$\bar{E}_0 = 1,37 \text{ kW m}^{-2} \quad (2.21)$$

Langjährige Beobachtungen der Solarkonstanten haben bisher keine über die Meßgenauigkeit von 0,5% hinausgehende Schwankungen ergeben. Durch die Gleichung

$$E_0 = \bar{E}_0 (\bar{r}/r)^2 \quad (2.22)$$

erhält man die extraterrestrische Bestrahlungsstärke senkrecht zur Strahlung an einem beliebigen Punkt der Bahnellipse der Erde, bedingt durch die Änderung des Bahnradius r gegenüber dem mittleren Radius \bar{r} . Bei der geringen Exzentrizität der Erdbahnellipse betragen die maximalen Abweichungen von der Solarkonstanten zur Zeit des Perihels + 3,3% und zur Zeit des Aphels – 3,4%.

Die extraterrestrische Bestrahlungsstärke auf die horizontale Ebene ergibt sich aus (2.22) durch Multiplikation mit dem Cosinus der Zenitdistanz ζ der Sonne zu

$$E(\zeta) = \bar{E}_0 (\bar{r}/r)^2 \cos \zeta \quad (2.23)$$

Summiert man diese Bestrahlungsstärke über den Zeitraum zwischen Sonnenaufgang (SA) und Sonnenuntergang (SU), so erhält man als tägliche Bestrahlung oder sog. Tagessumme

2.2.4 Schwächung der Sonnenstrahlung in der Atmosphäre

Die Sonnenstrahlung erfährt beim Durchgang durch die Atmosphäre entsprechend den Darlegungen in Kapitel 2.1.4 eine Schwächung (Extinktion) durch

- Rayleighstreuung an Luftmolekülen
- Aerosol- und Wolkenstreuung
- Aerosol-, Wolken- und Niederschlagsabsorption
- selektive Gasabsorption, insbesondere durch Wasserdampf und Ozon.

Abbildung 2.10 zeigt den Einfluß der Absorption und der Streuung in der Atmosphäre auf die spektrale Verteilung der Sonnenstrahlung. Kurve 1 gibt die extraterrestrische Sonnenstrahlung wieder. Ihre Abweichung vom Spektrum der 6000 K-Schwarzkörperstrahlung rührt von der Absorption in der Sonnenatmosphäre her (sog. Fraunhofer-Absorptionslinien). Kurve 2 enthält die solare Strahlung im Meeresniveau ohne die Absorptionsbanden. Die Differenz beider Kurven ist auf die Streuung der solaren Strahlung durch die Atmosphäre zurückzuführen. Man erkennt die besonders stark abschwächende Wirkung der Streuung bei den kürzeren Wellenlängen im UV- und sichtbaren Bereich, die für Moleküle proportional λ^{-4} ist. Die Extinktion durch Molekülstreuung beträgt um die Mittagszeit rund 10%. Die Extinktion durch Aerosolstreuung schwankt je nach Sonnenstand und Aerosolkonzentration sehr stark zwischen 5% bei hohem Sonnenstand und reiner Luft und 60% bei niedrigem Sonnenstand (langem Strah-

lungsweg durch die Atmosphäre) und bei großer Aerosolkonzentration. An Tagen mit austauscharmen Wetterlagen können in Industriegebieten bei niedrigem winterlichen Sonnenstand diese Extinktionswerte noch überschritten werden. Dann macht sich besonders der Mangel an infektionshemmender UV-Strahlung bemerkbar.

Kurve 3 enthält zusätzlich zur Extinktion durch Streuung noch die durch Absorption, erkenntlich an den Absorptionsbanden. Auffallend ist der plötzliche Abbruch des solaren Spektrums am kurzwelligen Ende bei $0,29 \mu\text{m}$, der überwiegend auf die Ozonabsorption der UV-C-Strahlung in der Stratosphäre zurückzuführen ist. In geringem Maße ist daran auch die Sauerstoff- und Stickstoffabsorption in der Thermosphäre beteiligt.

Die meisten Absorptionsbanden im nahen IR-Bereich sind Wasserdampfbanden. Der Anteil der CO_2 -Absorption an solarer Strahlung ist nur minimal.

Nach ihrer Wechselwirkung mit der Atmosphäre teilt man die Sonnenstrahlung wie folgt ein:

- direkte Sonnenstrahlung E_I oder kurz I. Sie ist die von der Sonnenscheibe kommende, auf eine zur Einfallrichtung normale Ebene auftreffende, Schatten werfende Sonnenstrahlung. Die Bestrahlungsstärke von I auf eine horizontale Ebene ist nach dem cos-Gesetz gegeben durch:

$$B = I \cos \zeta = I \sin \gamma \quad \text{mit } \gamma = 90 - \zeta = \text{Sonnenhöhe} \quad (2.27)$$

Der Buchstabe B ist von „beam radiation“ abgeleitet.

- diffuse Sonnenstrahlung E_D oder kurz D. D ist die von der gesamten Himmelshalbkugel kommende, auf eine horizontale Ebene auftreffende solare Strahlung abzüglich der vom Raumwinkel um die Sonne stammenden direkten Sonnenstrahlung.

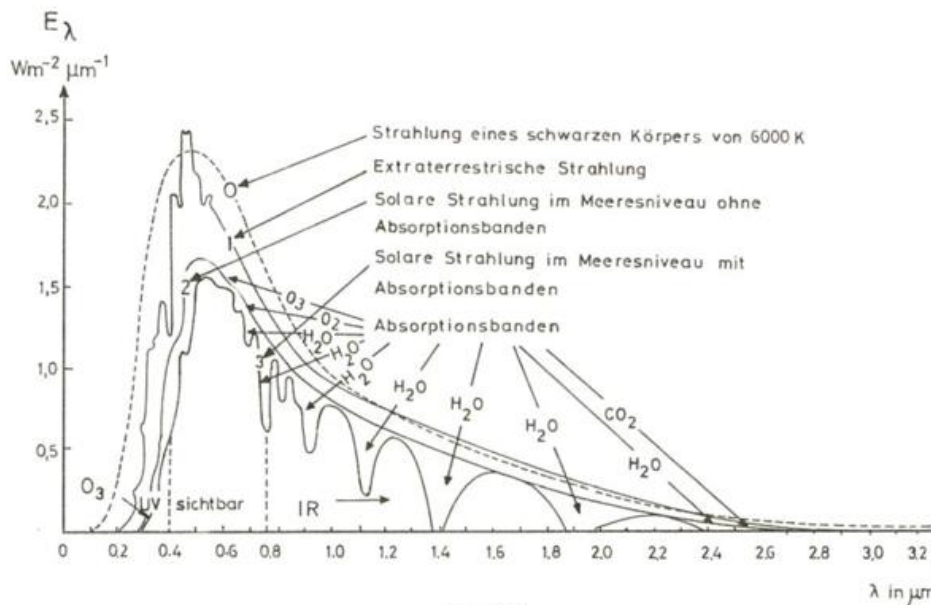


Abb. 2.10
Spektrale Verteilung der solaren Strahlung
(nach Handbook of Geophysics 1960)

lungsweg durch die Atmosphäre) und bei großer Aerosolkonzentration. An Tagen mit austauscharmen Wetterlagen können in Industriegebieten bei niedrigem winterlichen Sonnenstand diese Extinktionswerte noch überschritten werden. Dann macht sich besonders der Mangel an infektionshemmender UV-Strahlung bemerkbar.

- Globalstrahlung G. G ist die Summe aus der direkten und diffusen Sonnenstrahlung auf eine horizontale Ebene.

$$\begin{aligned} E_G &= E_B + E_D \quad \text{oder kurz} \\ G &= B + D = I \sin \gamma + D. \end{aligned} \quad (2.28)$$

2.2.5 Direkte Sonnenstrahlung an der Erdoberfläche

Die Schwächung der direkten Strahlung ist um so stärker, je länger der Strahlungsweg durch die Atmosphäre ist (Sonnenstand) und je dichter die schwächenden Medien sind (abhängig von Höhe über NN und Grad der Trübung der Atmosphäre).

Die direkte Strahlung wird bei tiefem Sonnenstand wesentlich stärker geschwächt als bei hohem Stand. Von senkrechtem Stand bis etwa 50 Grad gelangen in ebenem, flachem Land rund 3/4 der direkten Strahlung bis zur Erdoberfläche und bei 10° nur noch 1/3. Wesentlich ungünstiger liegen die Werte in Industriegebieten.

2.2.6 Diffuse Sonnenstrahlung (Himmelsstrahlung)

Wenn nur die direkte Sonnenstrahlung zur Erdoberfläche gelangen würde, wären nur solche Gegenstände sichtbar, die direkt von der Sonne beschienen werden, so daß bei bedecktem Himmel sowie vor Sonnenaufgang und nach Sonnenuntergang Dunkelheit herrschte. Eine Dämmerung wäre nicht möglich. Diese ist eine Folge der Rayleighstreuung an den Luftmolekülen. Die Aufhellung des Himmels beginnt und endet bei einem Sonnenstand von etwa 18° unter dem Horizont, dem Zeitpunkt der astronomischen Dämmerung. Die diffuse Strahlung folgt dem Sonnenstand ebenso wie die direkte. Ihr Wert macht bei einer Sonnenhöhe zwischen 90° und 60° und geringer Trübung nur 10% der direkten Strahlung aus. Er nimmt bei niedrigem Sonnenstand sehr rasch zu und liegt bei 5° schon über dem der direkten Strahlung, in Großstädten und Industriegebieten sogar schon bei einem Stand von 10°.

In polaren Breiten, wo die Sonne lange Zeit unter dem Horizont oder nicht sehr viel darüber steigt, übertrifft die diffuse Strahlung die direkte oder kommt nahe an ihren Anteil heran.

Weil die diffuse Strahlung hauptsächlich durch Rayleighstreuung entsteht und darum proportional λ^{-4} ist, ist in ihr der prozentuale Anteil an kurzwelliger Strahlung wesentlich größer als in der nicht gestreuten direkten Strahlung. Das gilt besonders für die UV-Strahlung, deren Wirkung auf die Haut (Bräunung und Sonnenbrand) auch im Schatten noch relativ stark ist.

2.2.7 Globalstrahlung

Unter Globalstrahlung versteht man die einer horizontalen Flächeneinheit an der Erdoberfläche zugestrahlte gesamte Sonnenenergie, die sich aus der oben behandelten direkten Sonnenstrahlung und der diffusen Sonnenstrahlung zusammensetzt. Sie stellt das Angebot der Sonne an kurzwelliger Strahlungsenergie an der Erdoberfläche dar und ist darum eine der wichtigsten klimatologischen Größen, von der viele andere Klimaelemente abhängen.

Weil sie die Summe von direkter und diffuser Strahlung ist, unterliegt sie denselben Einflüssen wie diese beiden Strahlungsglieder. Das sind hauptsächlich der Sonnenstand, der Gehalt an streuenden und absorbierenden Substanzen (Luftdichte, Wolken und Aerosolkonzentration) und die Länge des Strahlungsweges durch diese Substanzen (Höhe über NN).

An wolkenlosen Tagen folgt die Globalstrahlung ziemlich exakt dem Sonnenstand. Das gilt auch für mittlere Bewölkungsverhältnisse. In niedrigen Lagen ist die Globalstrahlung

gegenüber Berglagen wegen der Zunahme der Extinktion mit der durchstrahlten Luftmasse geringer, da die Extinktion sowohl mit der Länge des Strahlungsweges als auch mit der Dichte des durchstrahlten Mediums zunimmt.

2.2.8 Einfluß der Bewölkung auf die Sonnenstrahlung

Wolken können den Strahlungsfluß durch die Atmosphäre sehr stark beeinflussen und verändern. Ihr Einfluß variiert mit der Einfallrichtung der Strahlung, mit dem Bedeckungsgrad, mit der Wolkenart und dem Aggregatzustand der Wolken, mit der Form der Wolken, mit ihrer Dicke und Dichte. Weil die Wolkenpartikeln erheblich größer sind als die Wellenlänge der Sonnenstrahlung, ist die Streuung in Wolken praktisch unabhängig von der Wellenlänge (grau).

Ein Teil der in den Wolken gestreuten Strahlung wird als diffuse Strahlung in den Weltraum reflektiert. Der Rest gelangt durch diffuse Transmission zur Erdoberfläche.

Als Wolkenalbedo bezeichnet man das Verhältnis aus der diffusen Wolkenreflexion und der einfallenden Strahlung. Die Wolkenalbedo hängt hauptsächlich vom Einfallswinkel der Strahlung, der Art, Dichte und Dicke der Wolken ab. Sie schwankt zwischen etwa 30% und 92%; zum Beispiel beträgt sie für Schönwettercumulus über Land 29%, für Stratus je nach Dicke zwischen 40% und 70%, für Stratocumulus 60% bis 70% und für Cumulonimbus 86% bis 92%.

Das Verhältnis der Globalstrahlung bei bedecktem Himmel zu derjenigen bei wolkenlosem Himmel ist im Jahresmittel fast konstant und schwankt zwischen 0,20 und 0,25; das heißt, daß nur 20% bis 25% der an der Obergrenze einer geschlossenen Wolkendecke einfallenden Globalstrahlung durch die Wolken hindurchgelassen werden.

Die abwärts gerichtete diffuse Strahlung nimmt bei einzelnen nicht zusammenhängenden Wolken durch Reflexion an den Seitenwänden der Wolken zunächst mit dem Bedeckungsgrad stark zu und erreicht bei 6/8 Bedeckung ein Maximum. Erst dann geht sie wieder schnell zurück, weil durch die nun fast vollständige Wolkenbedeckung der größte Teil der einfallenden Strahlung nach oben reflektiert wird. Gleichzeitig nimmt der prozentuale Anteil der diffusen Strahlung an der Globalstrahlung zu, bis er bei bedecktem Himmel 100% erreicht.

2.2.9 Globale Verteilung der solaren Strahlungsgrößen

Aus den vorangehenden Abschnitten geht hervor, daß die einzelnen Strahlungsgrößen an erster Stelle durch den Stand der Sonne und darum von der geographischen Breite, in zweiter Linie vom Bedeckungsgrad der Bewölkung bestimmt werden. Dies ist in Abbildung 2.11 erkennbar. Alle drei solaren Strahlungsglieder nehmen zum Äquator hin zu. Die Zunahme ist allerdings überlagert vom reduzierenden Einfluß der stärkeren Bewölkung im Bereich der äquatorialen Tiefdruckrinne, so daß in den Trockengebieten der beiden subtropischen Hochdruckgürtel zwei Maxima entstehen. Deutlich wird auch der Einfluß der stärkeren Bewölkung in den beiden subpolaren Tiefdruckrinnen durch die Abschwächung der direkten Strahlung. Dort übertrifft sogar die diffuse Strahlung die direkte Strahlung. Letztere – das ergibt sich deutlich aus der Abbildung – bestimmt im wesentlichen den Verlauf der Globalstrahlung.

Weil die Globalstrahlung das Angebot an solarer Strahlungsenergie an der Erdoberfläche darstellt, ist ihre Kenntnis wich-

tig für die Nutzung der Sonnenenergie und für die Beurteilung, ob ein Gebiet strahlungsbegünstigt ist oder nicht. Ganz allgemein kann man sagen, daß strahlungsbegünstigt sind:

- niedrige geographische Breiten gegenüber hohen, hochgelegene Orte gegenüber tiefliegenden, wolkenarme und trockene Gebiete gegenüber wolkenreichen und feuchten, klare, aerosolarme Luft gegenüber trüber, aerosolreicher.

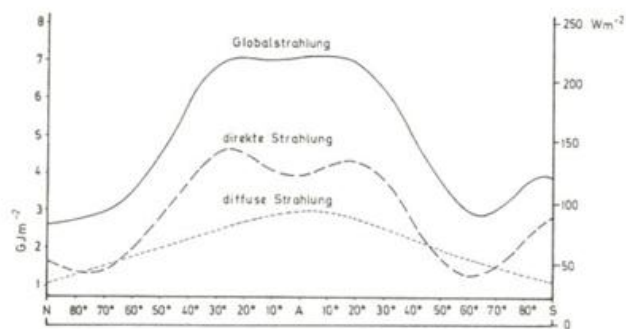


Abb. 2.11

Meridionalprofil der solaren Einstrahlung (nach SELLERS). Jahressumme der Strahlungsenergie in Gigajoule pro m² (linke Skala), bzw. mittlere jährliche Bestrahlungsstärke in Wm⁻² (rechte Skala)

2.2.10 Albedo und Strahlungsgewinn der Erdoberfläche an solarer Strahlung

Die Erdoberfläche absorbiert je nach Bodenbeschaffenheit einen mehr oder weniger großen Anteil der einfallenden Globalstrahlung. Der nicht absorbierte Teil wird von ihr durch diffuse Reflexion in Richtung Atmosphäre zurückgeschickt. Die Absorption der Bodenoberfläche ist auch stark von der Wel-

lenlänge und vom Einfallswinkel der Strahlung abhängig. Den Quotienten aus gesamter reflektierter Strahlung und einfallender Globalstrahlung G nennt man kurzweilige Albedo der Erdoberfläche ρ_s :

$$\rho_s = \frac{R}{G} \quad (2.29)$$

Die absorbierte Strahlung ist dann $G - R = G(1 - \rho_s)$

Die Tabelle 2.1 zeigt die Albedowerte verschiedener Bodenarten für die gesamte solare Strahlung.

Weil sich die Bodenbeschaffenheit durch Schnee und Eis, Regen und Trockenzeiten sowie durch Schwankungen in der Vegetation ändert, erfährt auch die Bodenalbedo jahreszeitliche Variationen. Das globale Jahresmittel der Albedo der Erdoberfläche beträgt nach Satellitenmessungen 17%. Als Strahlungsgewinn verbleibt der Erdoberfläche die absorbierte Solarstrahlung $G(1 - \rho_s)$.

2.2.11 Planetare Bilanz der solaren Strahlung

Aus der Kenntnis der an der Obergrenze der Atmosphäre einfallenden solaren Strahlung, nämlich ein Viertel¹⁾ der Solarkonstante $\bar{E}_0/4 = 343 \text{ W m}^{-2}$ (s. Kap. 2.2.3), der über die Erdoberfläche gemittelten Globalstrahlung am Boden, der planetaren Albedo, die sich aus dem gesamten ins Weltall zurückkehrenden solaren Strahlungsfluß ergibt, läßt sich eine Bilanz der solaren Strahlung ermitteln.

Man geht dabei von einer mittleren Wolkenbedeckung von 44% über die ganze Erde aus. Dieser neuerdings aus Satellitendaten abgeleitete Wert liegt etwa 10% niedriger als der früher angesetzte. Mit ihm erhält man die in Abbildung 2.14 im linken Teil dargestellte mittlere planetare Bilanz der solaren Strahlung:

- 23% Absorption in der Troposphäre
- 48% Absorption an der Erdoberfläche
- 29% Reflexion ins Weltall

Der letzte Anteil ist die planetare Albedo ρ_p . Er entspricht den aus Satellitenmessungen gewonnenen Werten, während der früher angesetzte Wert von 35% infolge überschätzter Wolkenbedeckung zu hoch war.

2.3 Terrestrische Strahlung

Unter terrestrischer Strahlung versteht man die von der Erdoberfläche ausgehende Strahlung E und die von der Atmosphäre emittierte Strahlung A .

2.3.1 Strahlung der Erdoberfläche

Nach dem Wienschen Verschiebungsgesetz strahlt die Erdoberfläche entsprechend ihrer Temperatur zwischen rund 320 K und 200 K im Wellenlängenintervall von 9 μm bis 14,5 μm die maximale Energie aus. Der Spektralbereich der terrestrischen Strahlung erstreckt sich von 4 μm bis 100 μm . In diesem IR-

Tab. 2.1: Albedo verschiedener Bodenbeschaffenheit

Bodenbeschaffenheit	S in %
Wasser Sonnenhöhe 90°	3 – 6
40° ... 50°	7 – 10
um 20°	20 – 25
Schnee frisch	75 – 95
alt	40 – 70
Sand trocken	35 – 45
naß	20 – 30
Schwarzerde	5 – 15
Graue Tonböden feucht	10 – 20
trocken	20 – 35
Grasfläche	10 – 20
Getreidefelder	15 – 25
Laubwald	10 – 20
Nadelwald	5 – 15
Tundra	15 – 20
Tundra, schneebedeckt	um 80
Savanne	15 – 20
Wüste	25 – 30
Betondecke	17 – 27
Asphaltstraße	5 – 10

¹⁾ Die auf die Erdscheibe (Fläche = πR^2 , R = Erdradius) treffende solare Strahlung verteilt sich im Mittel auf die gesamte Erdoberfläche ($4\pi R^2$).

Bereich liegen 99,9% der gesamten terrestrischen Strahlung. Demgegenüber verteilen sich 99% der solaren Strahlung auf den Wellenlängenbereich $< 4 \mu\text{m}$. Dies zeigt Abbildung 2.12 mit den Kurven der spektralen spezifischen Ausstrahlung eines schwarzen Körpers von 6000 K (Sonne) und 300 K (Erde). Man beachte die logarithmische Skaleneinteilung dieser Darstellung.

Die Erdoberfläche verhält sich zwar nicht ganz wie ein schwarzer Körper, kommt ihm aber bei einem mittleren Absorptions- und Emissionsgrad der festen Erdoberfläche und des Meeres von rund 0,95 sehr nahe. Die Emissions- beziehungsweise Absorptions- und die Reflexionsgrade einiger Bodenarten im langwelligen Bereich der terrestrischen Strahlung zeigt die Tabelle 2.2. Zum Vergleich sind darin die Werte für Blech und polierte Metalle enthalten, die einen so großen Reflexionsgrad besitzen, daß sie bei der Temperaturmessung sowohl für kurzwellige Sonnenstrahlung als auch langwellige terrestrische Strahlung bestens als Strahlungsschutz geeignet sind. Im

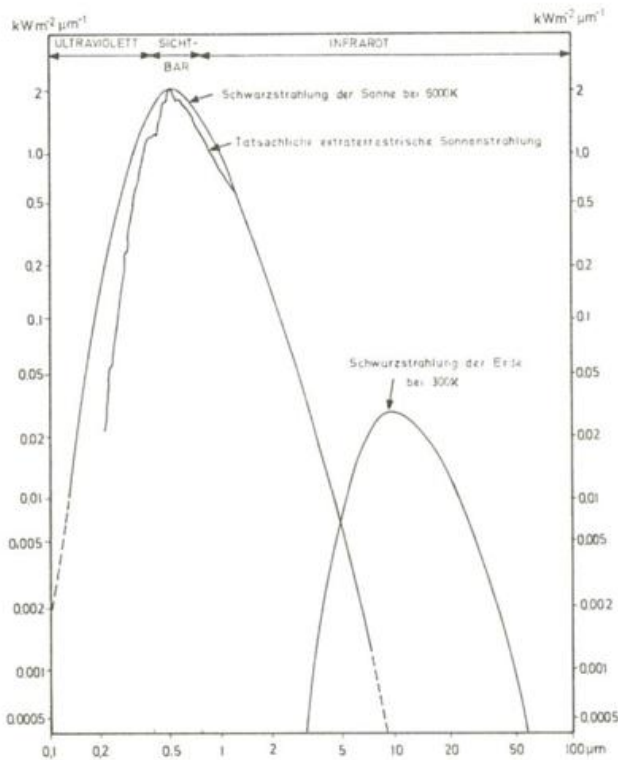


Abb. 2.12
Spektrale spezifische Ausstrahlung eines schwarzen Körpers von 6000 K (Sonne) und 300 K (Erdoberfläche)

Gegensatz dazu verhält sich Schnee im langwelligen Bereich der IR-Strahlung völlig anders als im sichtbaren Bereich. Für IR-Strahlung ist er mit einem Absorptionsgrad von 99,5% fast völlig schwarz, während er im sichtbaren fast alle Strahlung reflektiert und darum fast weiß ist; dies ist von großer Bedeutung für die Energiebilanz und die Temperaturverteilung an Schneeoberflächen.

Die Abbildung 2.13 zeigt die spektrale Strahldichte von schwarzen Körpern unterschiedlicher Temperaturen, die den auf der Erde vorkommenden entsprechen, nach der Planckfunktion (nach COULSON 1975) in $\text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1} \text{sr}^{-1}$ (linke

Skala) und den spektralen Transmissionsgrad beziehungsweise Absorptionsgrad der Atmosphäre für diese Strahlung in Prozent (rechte Skala). Die Flächen, welche von den Planckschen Strahlungskurven 300 K, 280 K usw. umschlossen werden, entsprechen der über alle Wellenlängen integrierten Strahldichte bei dieser Temperatur. Wie man sieht, ist die Atmosphäre für bestimmte Spektralbereiche der IR-Strahlung völlig undurchlässig (dunkle Bereiche) und für andere völlig durchlässig, die darum auch Fensterbereiche genannt werden (helle Bereiche).

In den dunklen Bereichen, den Absorptionsbanden, wird die terrestrische Strahlung entsprechend den Prozentzahlen der rechten Skala absorbiert, und zwar durch die angegebenen Gasbestandteile der Luft. So liegt bei $4,3 \mu\text{m}$ eine nahezu 100-prozentige Absorptionsbande des Kohlendioxids, die aber nur sehr schmal ist und außerdem in einem Bereich geringer Emission liegt und darum nur einen geringen Anteil der terrestrischen Strahlung absorbiert. Eine weitere 100-prozentige CO_2 -Absorptionsbande liegt zwischen $14 \mu\text{m}$ und $16 \mu\text{m}$ in einem Bereich höherer Emission, in dem darum CO_2 einen etwas größeren Anteil der terrestrischen Strahlung aufnimmt. Die Hauptabsorption von terrestrischer Strahlung wird aber durch den Wasserdampf in der Luft verursacht, der zwischen $5,5 \mu\text{m}$ und $7 \mu\text{m}$ fast restlos, ab $20 \mu\text{m}$ um 80% und über $25 \mu\text{m}$ hinaus 100% absorbiert. Bemerkenswert ist noch eine schmale, über 50% absorbierende Ozonbande im Bereich maximaler Ausstrahlung zwischen $9 \mu\text{m}$ und $10 \mu\text{m}$. Für terrestrische Strahlung fast durchlässig ist die Atmosphäre zwischen $4,5 \mu\text{m}$ und $5,3 \mu\text{m}$ und vor allem im maximalen Emis-

Tab. 2.2: Emissionsgrad und Reflexionsgrad verschiedener Bodenarten im langwelligen IR-Bereich der Erdstrahlung

Bodenbeschaffenheit	Emissions- bzw. Absorptionsgrad	Reflexionsgrad = 1-Absorptionsgrad
ruhige Wasserfläche	0,94 – 0,96	0,06 – 0,04
Eis	0,92 – 0,94	0,08 – 0,06
Schnee	0,995 (fast schwarzer Körper)	0,005
feste Erdoberfläche (Mittelwert)	0,95	0,05
Kalk, Kies	0,92	0,08
Sand	0,9	0,1
Blech	0,07	0,93
Polierte Metalle (Strahlungsschutz)	0,02	0,98

sionsbereich zwischen $8 \mu\text{m}$ und $13,5 \mu\text{m}$, der allerdings unterbrochen ist durch die erwähnte O_3 -Bande. In diesen Fensterbereichen geht der größte Teil der terrestrischen Strahlung in den Weltraum verloren. Andererseits kann man in ihnen aber auch die von der Erdoberfläche, der Atmosphäre und den Wolkenoberflächen ausgehende IR-Strahlung von Satelliten aus messen und so die Strahlungstemperaturen der emittierenden Oberflächen bestimmen.

Die Absorptionsbanden halten einen Teil der von der Erdoberfläche in den Weltraum emittierten Strahlung in der Atmosphäre zurück und führen zu einem IR-Strahlungsgewinn der Atmosphäre. Nach dem Kirchhoffschen Gesetz sind aber starke Absorptionsbanden ebenso gute Emissionsbanden, so daß die entsprechenden Gase in diesen Wellenlängenbereichen entsprechend ihrer Konzentration und (allerdings niedrigeren) Temperatur wieder emittieren. So gelangt ein Teil der von der Atmosphäre absorbierten terrestrischen Strahlung als atmosphärische Gegenstrahlung wieder zur Erdoberfläche zurück. Die Tatsache, daß der Wasserdampf und das Kohlendioxid zwar die kurzwellige solare Strahlung auf dem Wege zur Erdoberfläche ungehindert durch die Atmosphäre hindurchlassen, die langwellige Ausstrahlung ins Weltall aber verhindern, macht die Atmosphäre zu einer Art Glasdach für die Erdoberfläche. Man spricht von dem sogenannten Treibhauseffekt der Atmosphäre. Denn das Glasdach eines Treibhauses läßt bekanntlich die Sonnenstrahlung durch und verhindert die langwellige Wärmeabstrahlung nach außen. Durch diesen Treibhauseffekt ist die Temperatur der Erdoberfläche wesentlich höher als ohne die Wirkung des Wasserdampfes und des Kohlendioxids.

absorbieren einen Teil dieser Strahlung und emittieren sie wieder in benachbarte Schichten. So gelangt schließlich ein Teil der atmosphärischen Strahlung aufwärts in den Weltraum und geht dem Komplex Erde-Atmosphäre verloren, während der abwärts gerichtete Teil als Gegenstrahlung die Erdoberfläche erreicht und dort fast restlos absorbiert wird.

Bei aerosolfreiem und wolkenlosem Himmel bestimmt überwiegend der Wasserdampf die atmosphärische Strahlung. Diese hängt darum wesentlich von der Wasserdampfverteilung auf der Erde ab und konzentriert sich auf die äquatorialen Breiten und in der Vertikalen hauptsächlich auf die untere Troposphäre.

Bei Anwesenheit von Wolken erhöht sich die atmosphärische Strahlung beträchtlich. Dichte Wolken von nur einigen Dekametern Dicke verhalten sich praktisch wie schwarze Körper. Sie verschlucken fast die gesamte von der Erdoberfläche emittierte IR-Strahlung und erreichen andererseits einen maximalen Emissionsgrad bis zu 97%. Ihre Emission ist stark von der Temperatur und darum von der Wolkenhöhe abhängig.

Ein Teil dieser Wärmestrahlung der Wolken ist als atmosphäri-

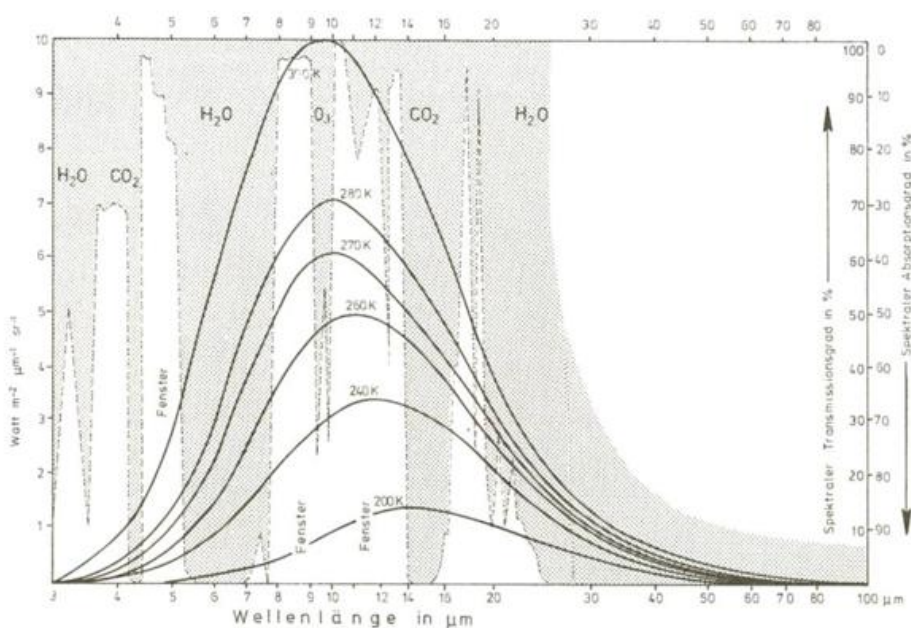


Abb. 2.13
Spektrale Strahldichte schwarzer Körper unterschiedlicher Temperatur und spektrale Verteilung ihres Absorptionsgrades (gerastert) beziehungsweise Transmissionsgrade (nicht gerastert) durch die Atmosphäre (nach COULSON 1975)

2.3.2 Strahlung der Atmosphäre

Die Atmosphäre strahlt entsprechend der Temperatur ihrer einzelnen Schichten in demselben Wellenlängenbereich von $4 \mu\text{m}$ bis $100 \mu\text{m}$ wie die Erdoberfläche. Während die Erdoberfläche aber kontinuierlich über diesen ganzen Wellenlängenbereich ausstrahlt, emittiert die Atmosphäre selektiv, d. h. nur bei den ganz bestimmten Wellenlängen der Emissionsbanden der oben schon erwähnten Gase Wasserdampf, Kohlendioxid und Ozon (Absorptionsbanden der Abb. 2.13).

Ein bestimmtes Luftvolumen emittiert dabei entsprechend dem Massenanteil des betreffenden Gases, seiner Temperatur und seinem Emissionsgrad. Die benachbarten Gasvolumina

sche Gegenstrahlung abwärts gerichtet. Er bedeutet für die Erdoberfläche einen Strahlungsgewinn, der vom Bedeckungsgrad und von der Temperatur der Wolkenbasis abhängt.

Weil die Erdoberfläche für IR-Strahlung größer $4 \mu\text{m}$ einen mittleren Absorptionsgrad von 95% besitzt, reflektiert sie nur den geringen Anteil von 5% der atmosphärischen Strahlung.

Für mittlere Breiten der Erdoberfläche ergibt sich größenordnungsmäßig etwa folgender Gewinn an atmosphärischer Strahlung:

Wolkenloser Himmel	310 W m^{-2}
5/8 Cumulus	380 W m^{-2}
8/8 As, Cs	380 W m^{-2}

Man schätzt die Abkühlung der Atmosphäre durch langwellige Ausstrahlung auf 1 K – 3 K pro Tag mit einem Maximum in den wasserdampfreichen bodennahen Schichten. Da die Strahlungserwärmung der Luft durch Absorption solarer Strahlung wahrscheinlich nicht größer als 0,6 K pro Tag ist, müßte die Atmosphäre sich laufend abkühlen, wenn nicht andere Energietransporte in die Atmosphäre für ein Gleichgewicht sorgen würden.

2.4 Globale Strahlungsbilanzen

2.4.1 Erdoberfläche

Unter globaler Strahlungsbilanz der Erdoberfläche versteht man die über die ganze Erdoberfläche gemittelte jährliche mittlere Bilanz der kurzwelligen solaren Strahlung und der langwelligen terrestrischen Strahlung. Im vieljährigen Mittel müssen die jährlichen Mittelwerte des globalen solaren Strahlungsgewinns und des langwelligen Strahlungsverlustes der Erde ausgeglichen sein.

fast den Wert 1 besitzt. Der Gesamtgewinn Q_E^+ der Erdoberfläche beträgt damit:

$$Q_E^+ = G(1 - \rho_s) + \alpha_1 A = 148\% \quad (2.31)$$

Der Strahlungsverlust der Erdoberfläche kommt nur durch die langwellige Ausstrahlung E zustande.

$$Q_E^- = -E = 119\%$$

Die Strahlungsbilanz der Erdoberfläche Q_E ergibt sich aus der Differenz Gewinn – Verlust und man erhält

$$Q_E = G(1 - \rho_s) - (E - A) \quad (\text{weil } E \text{ fast stets } > A) \quad (2.32)$$

oder

$$Q_E = 48\% - (119\% - 100\%) = +29\% \quad (2.33)$$

2.4.2 Atmosphäre

Die Strahlungsgewinne Q_A^+ in der Atmosphäre sind in den vorhergehenden Abschnitten bereits behandelt worden. Sie

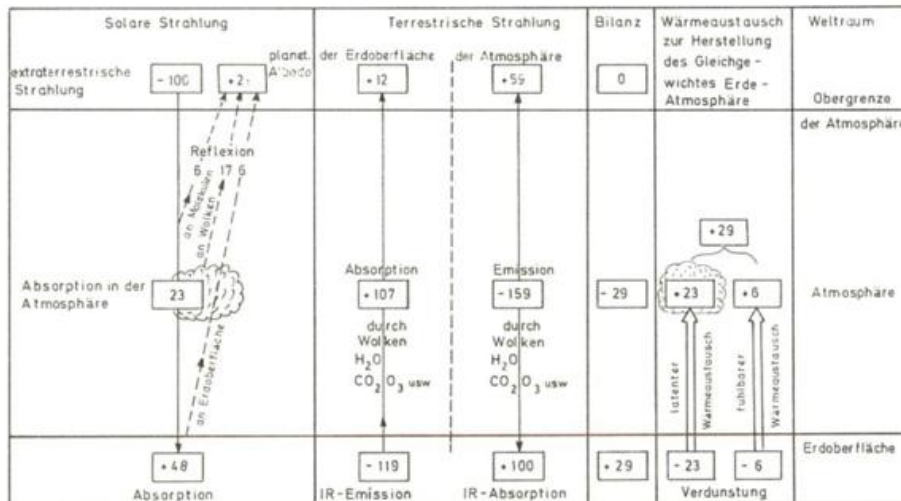


Abb. 2.14
Planetare Strahlungs- und Wärmebilanz der Erde;
100 Einheiten sind 343 Wm^{-2} ($E_0/4$)

Die entsprechenden Bilanzen sind in Abbildung 2.14 unten schematisch zusammengefaßt. Die einzelnen Strahlungsanteile sind in Prozenten der an der Obergrenze der Atmosphäre eintreffenden effektiven extraterrestrischen Sonnenstrahlung von 343 W m^{-2} ausgedrückt, wobei dieser Wert mit 100% angesetzt ist.

Der Strahlungsgewinn Q_E^+ der Erdoberfläche setzt sich zusammen aus:

- 1 Absorption solarer Globalstrahlung G (48%)
 - 2 Absorption der atmosphärischen Strahlung A (100%).
- Der Gewinn der Erdoberfläche aus 1 und 2 ergibt 148%.

Der von der Erdoberfläche absorbierte Teil der Globalstrahlung G_a ist $G - R$, wobei $R = \rho_s \cdot G$ die reflektierte Globalstrahlung und ρ_s die kurzwellige Albedo der Erdoberfläche sind:

$$G_a = G - R = G(1 - \rho_s) \quad (2.30)$$

Der Anteil 2 ist $\alpha_1 A$, wobei α_1 der mittlere langwellige Absorptionsgrad der Erdoberfläche ist, der nach Tabelle 2.2

lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Selektive Absorption solarer Strahlung auf ihrem Wege durch die Atmosphäre $G_{(a)} = 23\%$.
- Selektive Absorption von terrestrischer Strahlung der Erdoberfläche $E_{(a)} = 107\%$.

Die Strahlungsverluste der Atmosphäre Q_A^- setzen sich zusammen aus:

- abwärts gerichteter Strahlungsemission A_A^\downarrow einzelner Gase = 100%.
- aufwärtsgerichteter Strahlungsemission A_A^\uparrow einzelner Gase = 59%.

Aus Gewinn und Verlust erhält man als atmosphärische Strahlungsbilanz Q_A

$$Q_A = G_{(a)} + E_{(a)} - A_A^\downarrow - A_A^\uparrow \quad (2.34)$$

$$Q_A = 23\% + 107\% - 100\% - 59\% = -29\% \quad (2.35)$$

Die entsprechenden Bestandteile sind im mittleren Teil der Abbildung 2.14 dargestellt.

Betrachtet man das Ergebnis der Bilanzen der Erdoberfläche und der Atmosphäre zusammen, so erhält man für erstere einen Überschuß und für letztere ein Defizit von 29%, wobei die an der Obergrenze der Atmosphäre einfallende extraterrestrische Sonnenstrahlung zu 100% angesetzt wurde.

2.4.3 Energieaustausch zwischen Erdoberfläche und Atmosphäre

Wenn man keine anderen Energieaustauschprozesse zuläßt, müßte die Erdoberfläche als Folge des Überschusses von 29% ständig wärmer werden und damit ihre Ausstrahlung zunehmen, bis Gleichgewicht zwischen Strahlungsgewinn und Ausstrahlungsverlust bestünde. Umgekehrt müßte die Atmosphäre laufend kälter werden und ihre Ausstrahlung abnehmen, bis die zuviel ausgestrahlten 29% auf null reduziert wären. Als Endergebnis würde sich ein Strahlungsgleichgewicht einpendeln mit unreal hohen Strahlungstemperaturen der Erdoberfläche und unreal niedrigen der Atmosphäre. Die wirkliche Temperaturverteilung zwischen Erdoberfläche und Atmosphäre in der Vertikalen verlangt also weitere, nicht strahlungsbedingte Energietransporte von der Erdoberfläche von 29%, um das reale Temperaturgleichgewicht zu erklären. Diese nicht strahlungsbedingten Energietransporte sind in Abbildung 2.14 ganz rechts enthalten als latenter Wärmetransport von 23% und turbulent-konvektiver Wärmetransport von 6%.

Unter diesen Gesichtspunkten wird die Summe sämtlicher Anteile der Bilanz von Abbildung 2.14 an der Erdoberfläche, in der Atmosphäre und außerhalb der Atmosphäre, jeweils für sich betrachtet, gleich null. Dieses Gleichgewicht ist über längere Zeiträume erforderlich, wenn keine Klimaschwankungen eintreten sollen. Man kann darum die Bilanzgleichungen der Erdoberfläche Q_E und der Atmosphäre Q_A durch die nicht strahlungsbedingten Glieder des latenten Wärmetransportes L und des turbulenten fühlbaren Wärmetransportes H ergänzen und erhält:

$$Q_E = G(1 - \rho_s) - (E - \alpha A) - L - H \quad (2.36)$$

$$Q_A = G_{(a)} + E_{(a)} - A_{A\downarrow} - A_{A\uparrow} + L + H \quad (2.37)$$

2.5 Zeitliche und geographische Variation der Strahlungsbilanz der Erdoberfläche

2.5.1 Tagesgang der Strahlungsbilanz der Erdoberfläche

Der Tagesgang der einzelnen Strahlungsbilanzglieder ist in Abbildung 2.15 für den 5. Juni 1954, einem völlig wolkenfreien Tag in Hamburg, wiedergegeben (nach FLEISCHER). Die Globalstrahlung G folgt dem Sonnenstand. Sie setzt kurz vor Sonnenaufgang mit der diffusen Strahlung der Dämmerung ein, nimmt nach Sonnenaufgang mit höher steigender Sonne rasch zu und erreicht zur Zeit des Sonnenhöchststandes ein Maximum von fast $0,8 \text{ kW m}^{-2}$. Anschließend fällt sie symmetrisch zum Vormittagsanstieg bis kurz nach Sonnenuntergang wieder auf Null ab.

Der Gewinn der Erdoberfläche an atmosphärischer Strahlung A folgt weitgehend dem Tagesgang der Temperatur der unteren Atmosphäre und hat ein bis zwei Stunden nach Sonnenhöchststand ein Maximum. Die reflektierte Globalstrahlung $(-\rho_s G)$ muß invers zu G verlaufen und ist nachts ebenfalls Null.

Der Strahlungsverlust durch langwellige Ausstrahlung $(-E)$ hängt von der Temperatur der Erdoberfläche ab und hat

darum ein Minimum nach Sonnenaufgang und ein Maximum etwa zwei Stunden nach dem Sonnenhöchststand.

Die Strahlungsbilanz Q als Summe aller Glieder ist nachts negativ, wird erst eine halbe bis eine ganze Stunde nach Sonnenaufgang positiv, wenn die absorbierte Globalstrahlung die terrestrische Ausstrahlung übertrifft. Der Tagesüberschuß ist viel größer als das nächtliche Defizit, was hauptsächlich durch die starke Zunahme der direkten Sonnenstrahlung I bedingt ist. Das Maximum liegt in der Nähe des Sonnenhöchststandes. Dieser Tagesgang der Strahlungsbilanz Q ist hauptsächlich für den Tagesgang der Bodentemperatur und, mit etwas Verzögerung, der bodennahen Luftschicht verantwortlich.

Positive Werte von Q ergeben einen Temperaturanstieg, negative einen Temperaturabfall. Für eine eingehendere Erklärung der Schwankungen der Lufttemperatur in bodennahen Schichten muß man neben der Strahlungsbilanz auch noch die Wärmeaustauschprozesse zwischen der Erdoberfläche und der bodennahen Luft heranziehen.

Wolken verringern die Beträge der Strahlungsbilanz tagsüber infolge der starken Reflektion und geringen Transmission der Sonnenstrahlung durch die Wolken. Dieser Effekt wird aber zum Teil durch die Verminderung der effektiven Ausstrahlung der Erdoberfläche infolge der Gegenstrahlung von der Wolkenuntergrenze ausgeglichen. Die Gegenstrahlung der Wolken ist auch für die Verminderung des nächtlichen Strahlungsdefizits verantwortlich.

Neben den bisher aufgeführten Einflüssen spielt die Bodenbeschaffenheit für die Strahlungsbilanz der Erdoberfläche eine

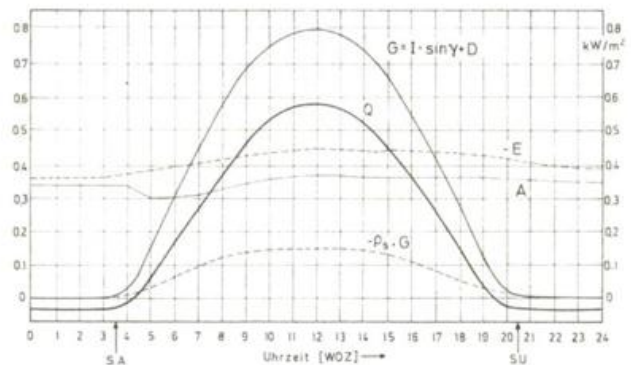


Abb. 2.15

Tagesgang der einzelnen Komponenten der Strahlungsbilanz am 5. Juni 1954 in Hamburg (nach FLEISCHER)

Rolle. Durch Schnee- und Eisbedeckung, Änderung der Vegetation und der Bodenfeuchtigkeit ändern sich auch die Albedo und der Emissionsgrad der Erdoberfläche und damit die Strahlungsbilanz.

2.5.2 Jahresgang der Strahlungsbilanz der Erdoberfläche

Der Jahresgang der Strahlungsbilanz der Erdoberfläche sei am 20jährigen Mittel (1954-1973) der Tagessummen der einzelnen Bilanzglieder von Hamburg-Fuhlsbüttel gezeigt (Abb. 2.16).

Die Globalstrahlung G und die diffuse Sonnenstrahlung D folgen weitgehend dem Zenitstand der Sonne. Die reflektierte Sonnenstrahlung R ist im Verhältnis zur Globalstrahlung in

den Wintermonaten relativ hoch, was auf winterliche Schneedecken zurückzuführen ist. Von Neuschnee werden bis zu 80 % der Globalstrahlung reflektiert. Dadurch kommt es im Februar zu einem sekundären Maximum der reflektierten Sonnenstrahlung, das in schneereichen Gebieten sicherlich viel deutlicher ausfällt.

Die langwelligen Strahlungsbilanzglieder E und A werden hauptsächlich durch den Jahresgang der Temperatur der Erdoberfläche und der Atmosphäre bestimmt. Sie haben eine wesentlich geringere Amplitude als die Globalstrahlung, und ihre Extremwerte fallen wie die Temperaturextreme in den Januar und Juli. Selbst die bekannten Kälterückfälle im Mai sind in beiden Kurven ausgeprägt.

Von der Jahressumme der in Hamburg jährlich einfallenden extraterrestrischen Sonnenstrahlung von 2354 kWh m^{-2} (100%) erreichen den Erdboden nur 41 %. Durch Reflektion an der Erdoberfläche gehen 8 % verloren. Die effektive Ausstrahlung der Erdoberfläche bringt einen Verlust von 13 %. Dem Erdboden verbleiben lediglich 20 % der extraterrestrischen Einstrahlung. Das bedeutet einen jährlichen Energiegewinn von 471 kWh m^{-2} . Multipliziert mit der Fläche des Stadtgebietes von Hamburg ergibt das eine jährliche Energiemenge, welche die gesamte Elektrizitätserzeugung der Bundesrepublik um das Doppelte übersteigt.

2.5.3 Globale Verteilung der mittleren jährlichen planetaren Strahlungsbilanz (Erde einschließlich Atmosphäre)

Abbildung 2.17 gibt die Abschätzungen der gesamten Strahlungsbilanz der Erde einschließlich der Atmosphäre nach SELLERS (1968) wieder. Die obere Kurve enthält die absorbierte solare Strahlung, die überall positiv ist und ein Maximum am Äquator und je ein Minimum an den Polen aufweist.

Die untere Kurve zeigt die auf der ganzen Erde negative Bilanz an langwelliger IR-Strahlung in den Weltraum. Sie verläuft im wesentlichen proportional zur vierten Potenz der absoluten Temperatur der Erdoberfläche und der Atmosphäre. Dadurch entsteht ein maximales Defizit am Äquator und ein minimales an den Polen.

Die mittlere Kurve der planetaren Bilanz ist die Addition der beiden anderen. Sie ergibt bis etwa 40° Breite beiderseits des Äquators einen Überschuss an Strahlungsenergie und polwärts davon ein Defizit, so daß nur um 40° N und 40° S ein Strahlungsgleichgewicht auf der Erde zu finden ist.

Infolge dieses Ungleichgewichtes müßten die äquatornahen Zonen laufend wärmer werden und die Polargebiete kälter. Das auf der Erde bestehende langfristige Temperaturgleichgewicht macht darum horizontale Energietransporte erforderlich, die für einen meridionalen Austausch sorgen.

2.6 Nicht strahlungsbedingte Energieaustauschprozesse zwischen Erdoberfläche und Atmosphäre

Der in Kapitel 2.4.3 erwähnte, nicht strahlungsbedingte Energieaustausch zwischen der Erdoberfläche und der Atmosphäre, der erforderlich ist, um das Ungleichgewicht der Strahlungsbilanz zwischen beiden auszugleichen, erfolgt unmittelbar an der Grenzfläche zwischen dem Boden und der Luft durch molekulare Wärmeleitung und in der Luft durch turbulenten Wärmeaustausch oder Konvektion. Man bezeichnet diese Wärmetransportarten auch als Transport fühlbarer Wärme, im Gegensatz zu dem Transport nicht fühlbarer, latenter Wärme, der nach Abbildung 2.14 fast viermal so stark wie der erstere und eine Begleiterscheinung der Änderung der Zustandsformen und damit des Kreislaufes des Wassers auf der Erde ist.

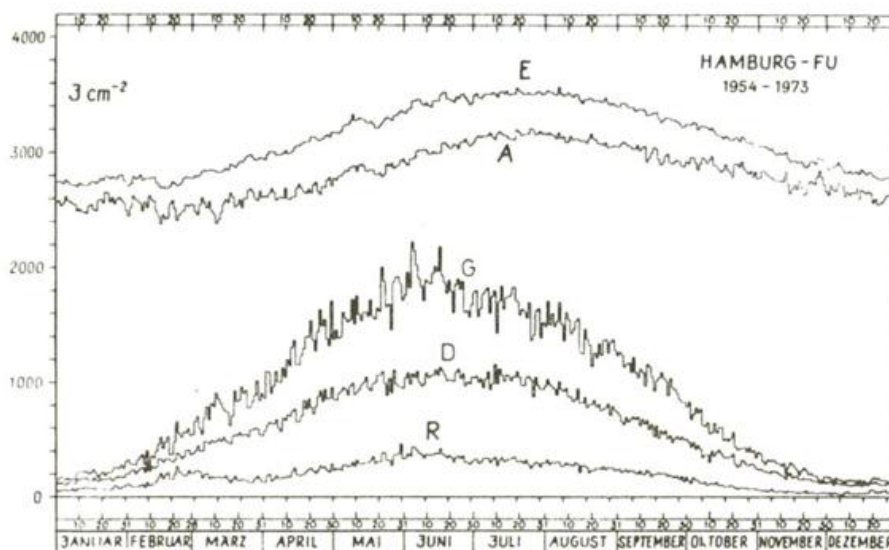


Abb. 2.16
20jähriges Mittel der Tagessummen der Globalstrahlung G, der diffusen Sonnenstrahlung D, der reflektierten Globalstrahlung R, der abwärts gerichteten atmosphärischen Strahlung A und der von der Erdoberfläche emittierten Strahlung E (in J cm^{-2})

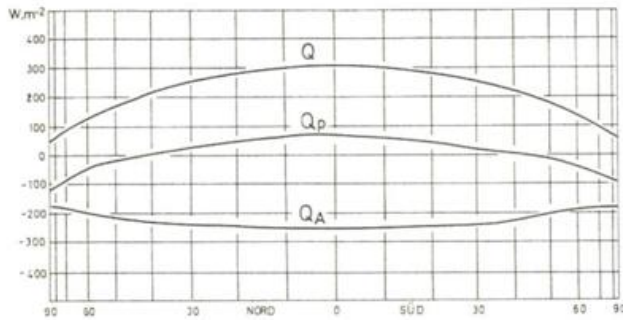


Abb. 2.17
 Jahres- und Breitenkreismittel der Strahlungsbilanz der Erde (nach
 SELLERS 1968)
 Q Bilanz der Erdoberfläche
 QA Bilanz der Atmosphäre
 Qp Planetare Bilanz (Erde + Atmosphäre)

2.6.1 Wärmeleitung und turbulenter Transport fühlbarer Wärme

Wärme kann als kinetische Energie der Moleküle durch Stoßübertragung von Molekül zu Molekül weitergegeben werden. Die molekulare *Wärmeleitung* benötigt im Gegensatz zur Strahlung ein übertragendes Medium und gegenüber deren Übertragung mit Lichtgeschwindigkeit eine längere Zeit. Die thermische Leitfähigkeit ist nicht für alle Stoffe gleich groß. Metalle besitzen eine sehr gute Leitfähigkeit, während die meisten Erdbodenbestandteile wie Felsen, Sand, Steine und sonstiger Boden die Wärme wesentlich langsamer übertragen. Gase sind extrem schlechte Wärmeleiter. Darum ist auch der Wärmeaustausch zwischen der Erdoberfläche und Atmosphäre durch reine molekulare Wärmeleitung innerhalb der Luft sehr gering. Sie allein würde während der Nacht nur wenige Meter der bodennahen Luft abkühlen und tagsüber erwärmen.

In Flüssigkeiten und Gasen kommt es zu wesentlich größerem Wärmetransport durch Turbulenz. Läßt man in eine Wanne mit kaltem Wasser heißes Wasser zufließen, dann kann man die thermischen Unterschiede durch Umrühren schnell beseitigen. Solch einen Rührmechanismus stellt die Turbulenz dar. Man spricht von *turbulentem Wärmetransport*. Die Wärmeübertragung zwischen der Erdoberfläche und der Atmosphäre erfolgt an die unmittelbar am Boden haftende Luftschicht durch molekulare Wärmeleitung. Von dort wird die Wärme durch den wesentlich wirksameren und schnelleren turbulenten Wärmetransport in die Troposphäre übertragen. Die Temperaturänderungen durch den turbulenten Wärmetransport hängen von der Mächtigkeit der turbulenten Luftschicht ab. Dünne Schichten erfahren bei gleichen zur Verfügung stehenden Wärmemengen eine größere Temperaturänderung als mächtige.

Im Gegensatz dazu erfolgt der Wärmetransport von der Erdoberfläche in die Tiefe nur durch molekulare Wärmeleitung und daher langsam. Die Strahlungserwärmung bleibt darum auf die oberen Schichten beschränkt, so daß sich dort durch die gleiche zugeführte Wärmemenge eine wesentlich stärkere Temperaturerhöhung ergibt als in der flüssigen Erdoberfläche, wo die zugestrahlte Wärme durch turbulenten Wärmetransport in tiefere Schichten übertragen wird. So erhält man eine langsame und geringe Erwärmung und Abkühlung der Meeresgebiete im Jahresrhythmus und eine schnelle und starke Erwärmung und Abkühlung der Landgebiete.

Dafür dringt die Wärme aber wesentlich tiefer in die Ozeane als in festes Land ein. Die Ozeane erfahren auf diese Weise zwar eine tiefgehende aber nur geringe Tages- und Jahreserwärmung, während das Land sich nur oberflächlich und darum um so stärker erwärmt.

2.6.2 Thermische Konvektion

Die intensivste Wärmeübertragungsart in Flüssigkeiten und Gasen ist die thermische Konvektion. Sie setzt ein, wenn das vertikale Temperaturgefälle einen bestimmten Grenzwert überschreitet. Die Schichtung der Flüssigkeit oder des Gases wird instabil. In Flüssigkeiten nimmt dann die Dichte nach oben zu. Es kommt infolgedessen zur Umwälzung und zum Aufsteigen der weniger dichten unteren Flüssigkeit und zum Absinken der dichteren oberen.

Auch in der Atmosphäre treten derartige Konvektionsströme auf, wenn die Luft am Boden stark erwärmt wird und das Temperaturgefälle nach oben einen ganz bestimmten kritischen, den sogenannten adiabatischen Wert überschreitet, nämlich 1 K pro 100 m (Kap. 7). Bei ausreichender Höhe der instabilen Luftschicht steigen am Boden stärker erwärmte Luftpakete als Thermikblasen beschleunigt auf und werden, wenn das Kondensationsniveau erreicht wird, als Cumuluswolken sichtbar.

Diese thermische Konvektion spielt in den Wärmeüberschußgebieten der Erdoberfläche der äquatorialen und tropischen Breiten eine sehr große Rolle. Sie ist der Hauptantriebsmechanismus der sogenannten Hadley-Zirkulation. In ausgedehnten Wolkenclustern, die aus einer Anhäufung von hochreichenden Konvektionswolken bestehen, gelangt dort die überschüssige Wärme der Erdoberfläche in die Atmosphäre. Hinzu kommt ein mit dieser Wolkenbildung verbundener latenter Wärmetransport.

2.6.3 Transport latenter Wärme

Rund 7/10 der Erdoberfläche werden von den Ozeanen eingenommen. Diese besitzen nur eine geringe Albedo von 5%–10% und absorbieren daher den größten Teil der Globalstrahlung, die als Energie in den Ozeanen gespeichert wird. Ein großer Teil der gespeicherten Wärme gelangt jedoch durch die intensive Verdunstung des Meerwassers mit dem dabei entstehenden Wasserdampf in die Atmosphäre. Durch die Verdunstung von 1 kg Wasser verliert die Meeresoberfläche rund 2,5 MJ Wärme. Sie kommt der Luft aber erst dann als fühlbare Wärme zugute, wenn der Wasserdampf zu Wolken kondensiert. Damit die Kondensationswärme der Atmosphäre als Wärmegewinn verbleibt, muß sich der Wasserkreislauf durch den zur Erde fallenden Niederschlag schließen, denn beim Verdunsten der Wolke würde sie wieder in die latente Form zurückkehren.

2.6.4 Meridionale Wärmetransporte

Nach der Abbildung 2.17 besteht ein meridionales Ungleichgewicht der mittleren jährlichen Strahlungsbilanz des Komplexes Erde - Atmosphäre zwischen den niedrigeren Breiten bis etwa 40° mit einem Überschuß und den höheren Breiten mit einem Defizit. Dieses meridionale Ungleichgewicht kann nur durch meridionale Wärmetransporte ausgeglichen werden, nämlich durch:

- Transport fühlbarer Wärme durch die Meeresströmungen. Durch sie werden schätzungsweise 20% - 25% des Überschusses in die Defizitgebiete transportiert.

- Transport fühlbarer Wärme durch die Luftströmungen der allgemeinen Zirkulation. Er wird im Kapitel 9 näher beschrieben.
- Latenten Wärmetransport. Mit den Luftströmungen der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre ist neben dem fühlbaren Wärmetransport noch der latente Wärmetransport aus den Hauptverdunstungszonen der Erde zwischen 25° N und 25° S in die Hauptwolken- und Niederschlagszonen der Innertropischen Konvergenzzone und der Polarfront beider Erdhalbkugeln verbunden (Kap. 9).

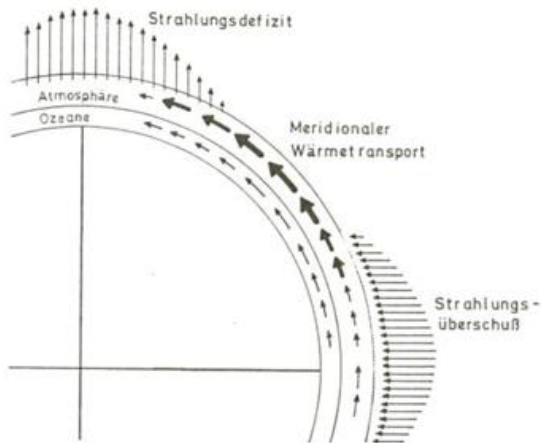


Abb.2.18
Wärme Flüsse durch die Ozeane und die Atmosphäre, um das Energiegleichgewicht der Erde herzustellen

Die Abbildung 2.18 veranschaulicht schematisch die meridionalen Wärmeaustauschflüsse auf der Erde zur Herstellung des Energiegleichgewichtes.

Als Ergebnis des gesamten Strahlungshaushaltes und des sich daraus ergebenden Energieaustausches des Komplexes Erde - Atmosphäre erhält man eine bestimmte Temperaturverteilung auf der Erdoberfläche und in der Atmosphäre. Die Temperaturverteilung ist über die statische Grundgleichung mit einer bestimmten Druckverteilung verbunden, die ihrerseits über die barischen Windgesetze die atmosphärischen Strömungen und damit den Wärmetransport bestimmt. Wenn man diese Vorgänge in der Atmosphäre als eine Wärmekraftmaschine ansieht, dann ist ihr eigentlicher Antriebsmotor die Sonne. Der Treibriemen zur Übertragung der Antriebsenergie ist die elektromagnetische Strahlung der Sonne, welche über vielerlei Antriebsräder diese Maschine in Gang hält.

3 Die Lufttemperatur

3.1 Definition und Einheiten

Physikalisch betrachtet ist die Lufttemperatur ein Maß für den Wärmezustand eines Luftvolumens. Dieser wird bestimmt durch die mittlere kinetische Energie der ungeordneten Molekularbewegung in der Luft. Je größer die mittlere Geschwindigkeit aller Moleküle in einem Luftvolumen ist, um so höher ist auch seine Lufttemperatur. Die Temperatur wird in der Meteorologie gemäß dem internationalen Einheitensystem in Kelvin (K) oder Grad Celsius (°C) gemessen. Die Kelvin-Skala

ist so aufgebaut, daß die theoretisch tiefste Temperatur, der absolute Nullpunkt, an dem die Moleküle keine Bewegungsenergie mehr haben, gleich 0 Kelvin (-273,15 °C) ist. Ferner sind beide Skalen durch zwei Fixpunkte festgelegt:

Fixpunkt	Celsius-Skala T in °C	Kelvin-Skala T in K
Temperatur des schmelzenden reinen Eises	0,00 °C	273,15 K
Temperatur des siedenden reinen Wassers bei einem Luftdruck von 1013,25 hPa	100,00 °C	373,15 K

In beiden Skalen liegen diese Fixpunkte genau 100 Einheiten auseinander. Für die Umrechnung gilt daher:

$$t [^{\circ}\text{C}] = T [\text{K}] - 273,15$$

Um die Lufttemperatur zu messen, muß der Meßkörper eines Thermometers im Wärmegleichgewicht mit der Luft stehen, d.h. der Energietransport zwischen Meßkörper und der umgebenden Luft muß ausgeglichen sein. Nur dann hat das Thermometer die gleiche Temperatur wie die Luft. Dies ist nur zu erreichen, wenn das Thermometer strahlungsgeschützt und gut ventiliert aufgestellt ist. Strahlungsgeschützt bedeutet, daß das Thermometer nicht von der kurzwelligen und energiereichen Sonnenstrahlung, nach Möglichkeit aber auch nicht von der Wärmestrahlung der Umgebung getroffen und damit seine Anzeige verfälscht werden kann.

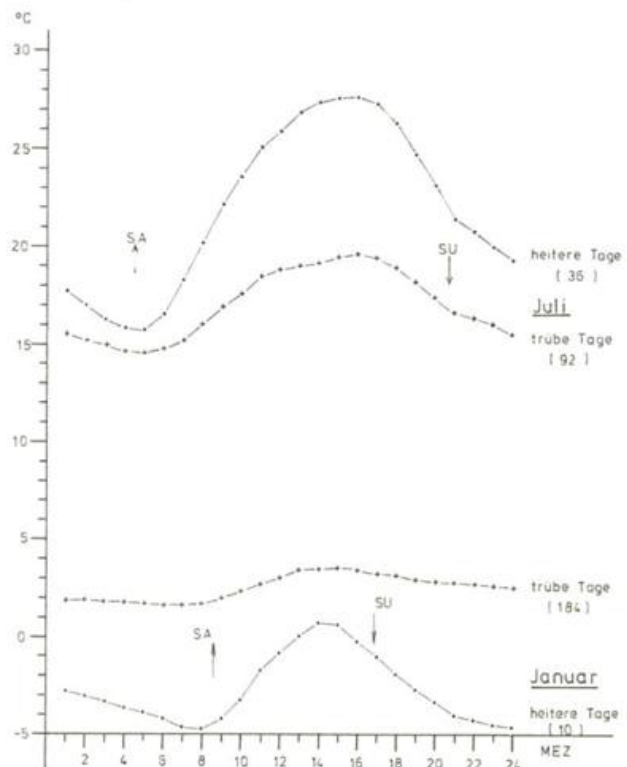


Abb. 3.1
Mittlere Tagesgänge der Lufttemperatur an heiteren und trüben Tagen in Neustadt a.d. Weinstraße, Zeitraum: 1971 - 1980

Gut ventiliert bedeutet, daß möglichst viel Luft am Thermometer vorbeistreichen kann, denn nur so kann das Thermometer, welches sich meist durch eine recht große Wärmekapazität auszeichnet, möglichst schnell den Lufttemperaturänderungen folgen.

3.2 Faktoren, welche die Lufttemperatur bestimmen

Die Lufttemperatur wird räumlich und zeitlich durch die in Kapitel 2 behandelten Faktoren, die die Energiebilanz eines Ortes beeinflussen, bestimmt.

Zu diesen Faktoren gehören

- die Strahlungsbilanz, die in erster Linie von der Sonnenhöhe, in zweiter Linie von den Bewölkungsverhältnissen abhängig ist,
- der vertikale Austausch fühlbarer und latenter Wärme zwischen Erdoberfläche und Atmosphäre,
- der horizontale Transport fühlbarer und latenter Wärme durch Luftströmungen und fühlbarer Wärme durch Meeresströmungen,

- die Windverhältnisse, da der Wind und insbesondere auch lokale Windzirkulationen für den horizontalen Transport und vertikalen Austausch von fühlbarer und latenter Wärme maßgebend sind,
- die topographische Lage eines Meßortes (Tal-, Hang- oder Berglage), die durch unterschiedliche Strahlungs- und Windverhältnisse einen deutlichen Einfluß auf die Lufttemperatur ausübt.

3.3 Tagesgang und Tagesschwankung

Von speziellen orographischen Verhältnissen (Flurwindssysteme, Land-, Seewind, Regenzeiteffekte usw.) sowie Luftmassenwechseln abgesehen, zeigt infolge des Tagesganges der Strahlungsbilanz der Erdoberfläche (Kap. 2.5.1) der Tagesgang der Lufttemperatur zu allen Jahreszeiten den Verlauf einer einfachen Welle (Abb. 3.1). Das Temperaturminimum liegt im Tagesgang um die Sonnenaufgangszeit (meist kurz

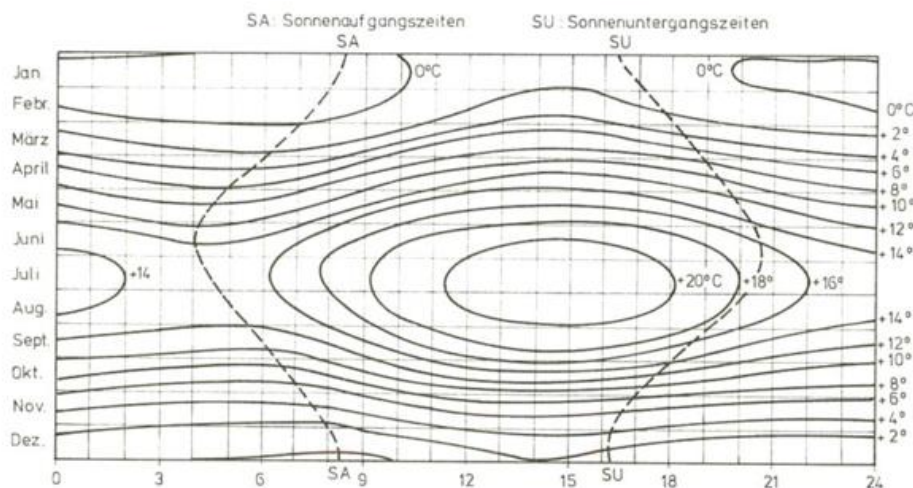


Abb. 3.2
Isoplethen der Lufttemperatur, Kassel, Zeitraum: 1951 – 1970

- der molekulare - im Wasser auch turbulente - Wärmetransport zwischen der Erdoberfläche und tieferen Schichten,
- die Art der Erdoberfläche (Schnee, Wasser, Wald, Feld, Wüste usw.), die z.B. durch die Albedo, die Wärmeleitfähigkeit, die Wärmekapazität und die Verdunstung die Strahlungs- und Energiebilanz eines Ortes bestimmt,
- die Seehöhe eines Ortes, die infolge des thermischen Aufbaus der Atmosphäre, welcher sich durch eine Temperaturabnahme mit der Höhe innerhalb der Troposphäre auszeichnet, dessen Temperatur deutlich beeinflusst,

danach), da bis kurz nach Sonnenaufgang die Strahlungsbilanz der Erdoberfläche negativ ist. Das Temperaturmaximum liegt 1 bis 3 Stunden nach Sonnennächststand. Diese Verschiebung des Temperaturmaximums in den frühen Nachmittag ist im allgemeinen im Sommer größer als im Winter (s. Abb. 3.1 und 3.2).

Die *Tagesschwankung* der Lufttemperatur (Differenz zwischen Maximum und Minimum) zeigt eine eindeutige Abhängigkeit von der geographischen Breite (s. Tab. 3.1).

Tab. 3.1: Mittlere jährliche Tagesschwankung der Lufttemperatur in verschiedenen geographischen Breiten (nach HANN-SÜRING 1939)

Ort	Nagpur	Allahabad	Lahore	Nukus	Bernal	Swerdlowsk	Lena-Delta
° nördl.Br.	22,1	26,2	31,6	42,5	53,3	56,8	73,4
K	11,7	12,1	12,4	11,8	8,1	6,9	2,3

Tab. 3.2: Jahresgang der mittleren Tagesschwankung in K der Lufttemperatur in Mitteleuropa, ermittelt aus den Stationen Paris, Bern, München, Berlin und Wien (nach HANN-SÜRING 1939) und an zwei Stationen der niedrigen Breiten (nach CRITCHFIELD 1960)

Monat	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Jahr
Mitteleuropa	3,4	4,7	6,6	8,3	8,9	8,5	8,8	8,5	8,3	6,0	3,7	2,8	6,5
Singapore	7,2	8,3	8,3	7,8	7,8	7,2	7,2	7,2	7,2	7,8	7,2	7,2	7,5
in Salah (Sahara)	16,1	17,8	17,8	18,3	18,3	18,9	18,9	17,8	18,3	17,8	16,7	16,1	17,8

Die mittlere jährliche Tagesschwankung nimmt, abgesehen von den feuchten Tropen, mit zunehmender geographischer Breite ab. Die Ursache ist primär im Tag-Nacht-Rhythmus zu suchen und damit im zeitlichen Wechsel von positiver und negativer Strahlungsbilanz der Erdoberfläche. Die Tropen und Subtropen weisen zu allen Jahreszeiten einen fast gleichmäßigen 12-stündigen Tag-Nacht-Rhythmus auf, also 12 Stunden negative und 12 Stunden positive Strahlungsbilanz.

Aus diesen deutlichen Tag-Nacht-Gegensätzen der Strahlungsbilanz folgen große Temperaturgegensätze zwischen Tag und Nacht, vor allem in den trockenen Subtropen, wo die Dämpfung der Amplituden durch Bewölkung und latente Wärmeflüsse (Verdunstung, Kondensation) fehlt.

Demgegenüber zeichnen sich, infolge der Polarnacht im Winter und des Polartages im Sommer, die hohen geographischen Breiten durch kleine Tag-Nacht-Gegensätze aus, so daß in diesen Breiten auch die Tagesschwankungen der Lufttemperatur praktisch verschwinden.

Diese Abhängigkeit der Tagesschwankung von der geographischen Breite ist natürlich überlagert von den bereits genannten Abhängigkeiten der Lufttemperatur von der Bewölkung, den Jahreszeiten, den Windverhältnissen und der topographischen Lage der Meßstation. Zusätzlich wirkt sich auch die Lage zum Meer wegen des dämpfenden Einflusses von Wassermassen auf Temperaturschwankungen aus.

Dabei läßt sich generell feststellen (s. Tab. 3.2):

Eine Vergrößerung der Temperaturschwankung wird bewirkt durch

- geringe Bewölkung: Sowohl die kurzweilige Einstrahlung als auch die langweilige Ausstrahlung können ungehindert wirksam werden;
- große Kontinentalität: Kontinente erwärmen sich tagsüber und kühlen sich nachts rascher ab als Meeresgebiete;
- die warme Jahreszeit: Die während der langen Tage wirksame Sonneneinstrahlung führt zu starker Erwärmung;
- Windstille: Bei ruhender Luft können sich die Strahlungsprozesse ungehindert auswirken;
- Tallagen: In Tallagen und Mulden sammelt sich nachts Kaltluft, so daß die Tiefsttemperaturen stärker abfallen; tagsüber wird die begrenzte Luftmenge rasch erwärmt.

Eine Verringerung der Tagesschwankung wird verursacht durch

- starke Bewölkung: Bewölkung behindert Ein- und Ausstrahlung;

- große Maritimität: Die durch Einstrahlung zugeführte Wärme verteilt sich im Meer auf eine mächtigere Schicht, so daß an der Oberfläche nur eine geringe Temperaturerhöhung resultiert;
- die kalte Jahreszeit: Die nur kurze Zeit wirksame Sonneneinstrahlung erwärmt die Erdoberfläche nur wenig;
- hohe Windgeschwindigkeiten: Der Wind führt zu turbulenter Durchmischung der Luft, so daß sich sowohl Wärmezufuhr als auch Wärmeentzug auf eine größere Luftschicht verteilen und nur zu geringer Temperaturschwankung führen;
- Gipfellagen: Die den Gipfel umgebende Luft hat nur wenig Kontakt mit der Erdoberfläche als Heizfläche, so daß nur geringe Wärmemengen zwischen dieser und der Luft ausgetauscht werden können.

3.4 Jahresgang und Jahresschwankung

Der *Jahresgang* der Lufttemperatur folgt dem Sonnenstand und zeigt die Maxima bzw. Minima im allgemeinen jeweils etwa einen Monat nach Sonnenhöchst- bzw. Sonnentiefststand.

Prinzipiell lassen sich vier verschiedene Jahresgangtypen unterscheiden (hierzu Abb. 3.3):

Der *tropische Typ* des Jahresgangs der Lufttemperatur zeigt eine Doppelwelle mit kleiner Schwankungsbreite. Sie wird verursacht durch den zweimaligen Zenitstand der Sonne im Jahresverlauf der inneren Tropen.

Der *Monsun-Typ* des Jahresgangs der Lufttemperatur, der vielfach auch als Ganges- oder indischer Typ bezeichnet wird, zeichnet sich durch die Überlagerung einer einfachen und einer doppelten Jahreswelle aus. Sein erstes Maximum liegt bereits vor Sonnenhöchststand, da in den Monsungebieten die im Frühsommer einsetzende monsunale Zirkulation mit ihren z.T. sehr ergiebigen Niederschlägen ein weiteres Ansteigen der Lufttemperaturen in den Sommermonaten verhindert. Erst im Spätherbst, wenn der Sommermonsun zusammenbricht, steigen die Temperaturen nochmals leicht an (2. Maximum), ehe der winterliche Temperaturrückgang einsetzt. Das Hauptminimum liegt wie gewöhnlich dann etwa einen Monat nach Sonnentiefststand.

Der *Typ der gemäßigten Breiten* ist gekennzeichnet durch eine einfache Welle, deren Maximum bzw. Minimum jeweils einen Monat nach Sonnenhöchst- bzw. Sonnentiefststand liegt. Die Jahresschwankung (Differenz zwischen den Monatsmitteln des wärmsten und des kältesten Monats) ist hier deutlich größer als beim Monsun- oder tropischen Typ.

Der Vergleich der Jahresgänge von Valentia, Emden und Krakau in Abbildung 3.3 zeigt eindrucksvoll die Zunahme der Jahresschwankung mit zunehmender Kontinentalität.

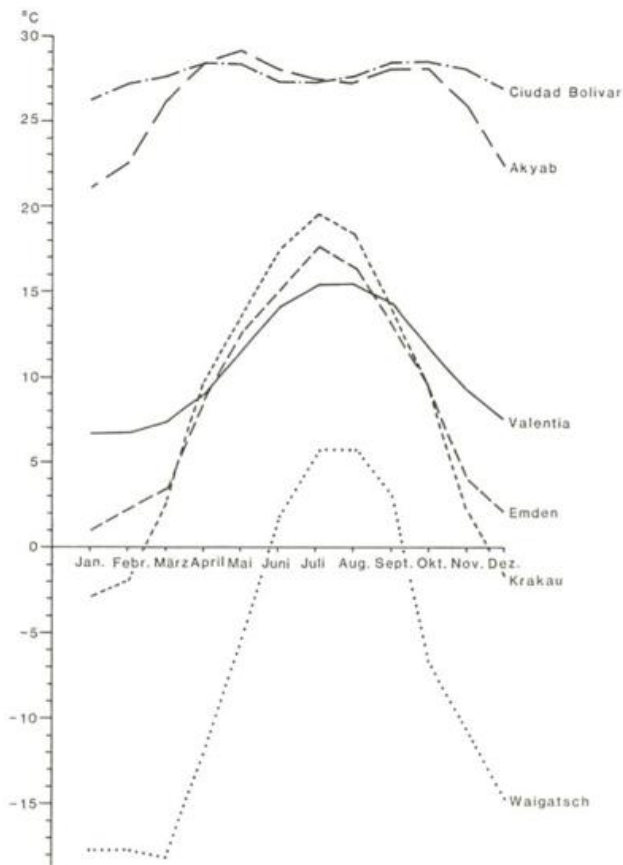


Abb. 3.3
 Jahresgänge der Lufttemperatur in
 Ciudad Bolivar (Orinoco), (08° 08' n.Br., 63° 33' w.L.)
 – tropischer Typ –
 Akyab (20° 08' n.Br., 92° 53' ö.L.)
 – Monsun-Typ –
 Valentia (51° 56' n.Br., 10° 15' w.L.)
 – Typ der gemäßigten Breiten (maritimer Einfluß) –
 Emden (53° 22' n.Br., 07° 13' ö.L.)
 – Typ der gemäßigten Breiten (Übergangsgebiet) –
 Krakau (50° 05' n.Br., 19° 59' ö.L.)
 – Typ der gemäßigten Breiten (kontinentaler Einfluß) –
 Waigatsch (70° 24' n.Br., 58° 47' ö.L.)
 – polarer Typ –

Der *polare Typ* ist jenseits der Polarkreise, wo über eine längere Zeit der Polartag bzw. die Polarnacht auftritt, zu beobachten. Er zeichnet sich auch durch eine einfache Welle aus, jedoch liegt das Minimum später als in den gemäßigten Breiten, da erst am Ende der Polarnacht die Strahlungsbilanz der Erdoberfläche wieder positive Werte annimmt.

Der Temperaturanstieg vom spät liegenden Minimum zum Maximum, welches einen Monat nach Sonnenhöchststand auftritt, erfolgt dementsprechend sehr rasch, da auch die Jahresschwankung sehr groß ist.

Die *Jahresschwankung* der Lufttemperatur nimmt, wie die Jahresgangtypen gezeigt haben und auch der Tabelle 3.3 zu entnehmen ist, mit zunehmender geographischer Breite zu. Ursache hierfür ist wiederum die Strahlungsbilanz. In den Tropen sind die Unterschiede der Strahlungsbilanz in den einzelnen Jahreszeiten klein, und daraus resultiert eine nur geringe Jahresschwankung der Lufttemperatur. Mit zunehmender geographischer Breite werden die jahreszeitlichen Unterschiede in der Strahlungsbilanz größer (bis zu den Polen mit 1/2 Jahr Polartag und 1/2 Jahr Polarnacht) und damit auch die Jahresschwankungen der Lufttemperatur.

Die absolut kleinsten Jahresschwankungen mit nur einigen Kelvin sind über den tropischen Meeren zu beobachten. Die absolut größten Jahresschwankungen mit Werten bis über 100 K treten in Nordostsibirien auf.

Tab. 3.3: Mittlere Jahresschwankung der Lufttemperatur in K an küstennahen Stationen in verschiedenen geographischen Breiten

	Co-lombo	Kalkutta	Tokio	Wladiwostok	Nikolajewsk	Lena-Delta
° nördl. Br.	7,0	22,5	35,7	43,7	53,1	73,4
mittl. Jahresschwankung	1,7	11,7	22,8	35,6	40,2	42,7

3.5 Globale Temperaturverteilung

Einen Überblick über die globale Temperaturverteilung geben die Karten mit den langjährigen Monatsmittelisothermen für Januar und Juli (Abb. 3.4 und 3.5); hinsichtlich der Lufttemperatur sind diese beiden Monate die Extremmonate. Die Erwärmung (bzw. Abkühlung) der Erdoberfläche und damit auch die Erwärmung der bodennahen Luftschichten hinkt nämlich über Land knapp einen Monat, über den Ozeanen dagegen etwa zwei Monate hinter dem Sonnenstand her.

Damit die Strukturen der globalen horizontalen Temperaturverteilung sichtbar werden, müssen die Temperaturmittelwerte auf Meeresniveau reduziert werden, da sonst die horizontalen Temperaturgradienten durch den etwa 1000fach größeren vertikalen Temperaturgradienten überdeckt wären. Im Isothermenbild würde sich vorherrschend die Orographie widerspiegeln und die anderen Faktoren, die auch einen Einfluß auf die Lufttemperatur haben, (s. Kap. 3.2), wären meist nicht zu erkennen.

Die Einflüsse dieser Faktoren lassen sich jedoch in den auf Meeresniveau reduzierten Isothermenkarten feststellen:

Die Temperaturen nehmen gemäß der Strahlungsbilanz mit zunehmender *geographischer Breite* ab. Die Isothermen verlaufen dort, wo eine homogene Erdoberfläche vorherrscht, parallel zu den Breitenkreisen. Die tiefsten Temperaturen, die Kältepole, finden wir folglich auf der Südhalbkugel im Juli (Südwinter) mit Monatsmitteltemperaturen unter -60°C auf dem antarktischen Kontinent. Auf der Nordhalbkugel liegt der Kältepol jedoch nicht in der Arktis, da hier die Mitteltem-

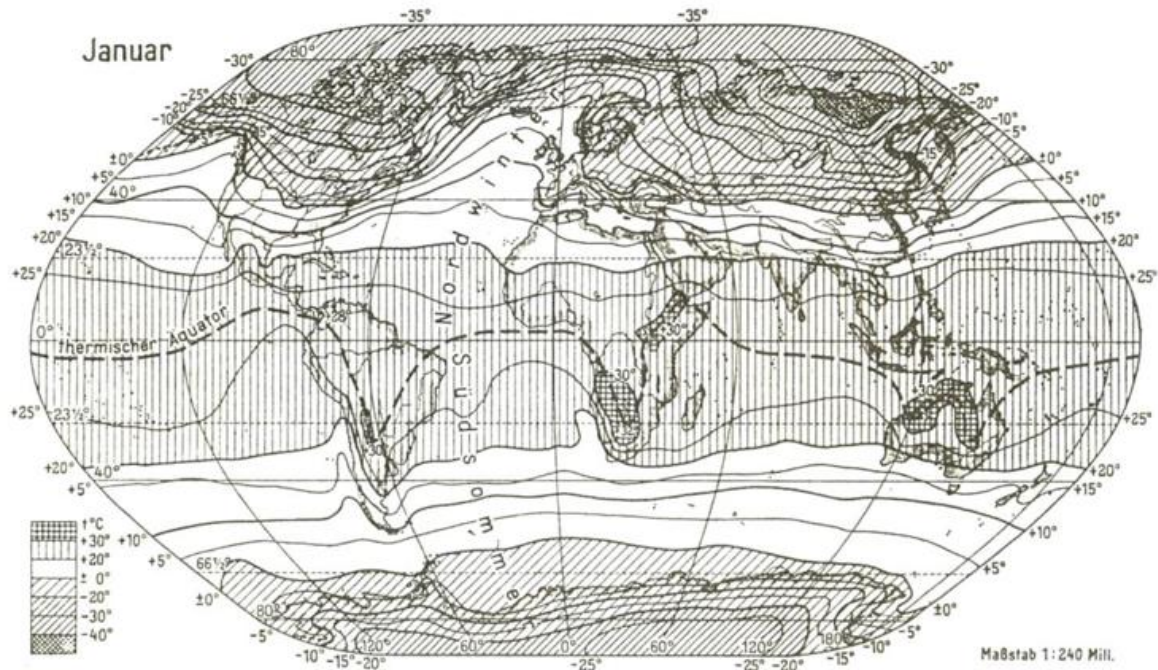


Abb. 3.4
Januarisothermen der auf NN reduzierten langjährigen Monatsmittel der Lufttemperatur (aus BLÜTHGEN 1966)

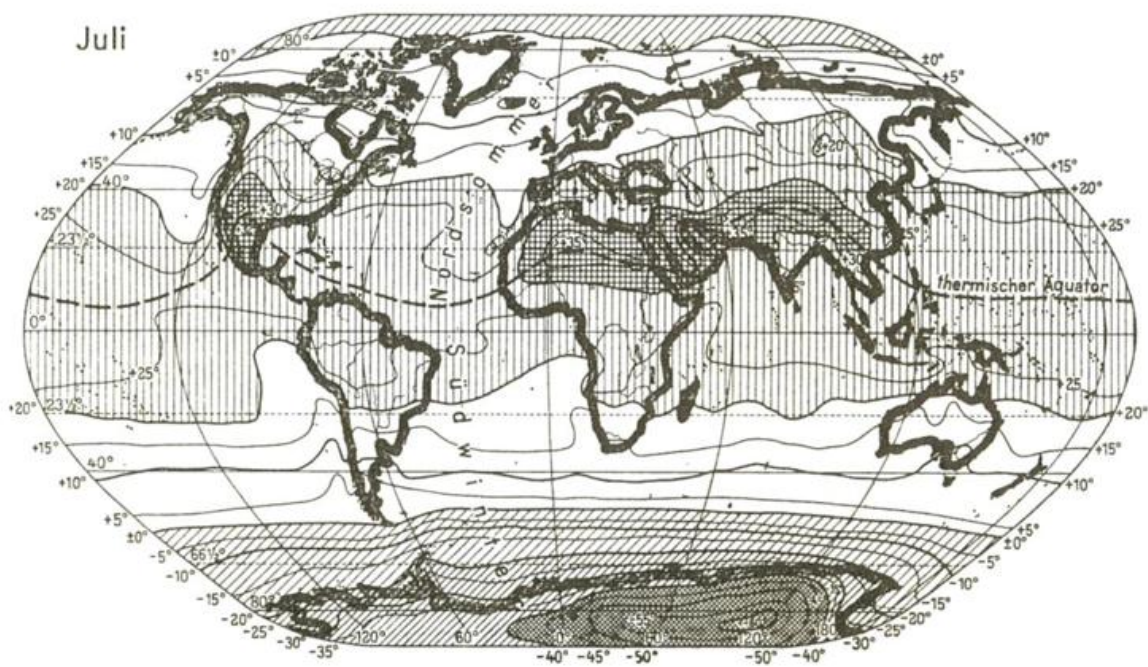


Abb. 3.5
Juliisothermen der auf NN reduzierten langjährigen Monatsmittel der Lufttemperatur (aus BLÜTHGEN 1966)

peratur infolge eines Wärmeflusses vom Wasser des Nordpolbeckens durch die Eisdecke kaum unter -35°C sinkt. Der Kältepol der Nordhalbkugel mit Januarmitteltemperaturen unter -50°C befindet sich im Bergland von Nordostsibirien nahe dem nördlichen Polarkreis.

Die wärmste Zone unserer Erde, der sogenannte thermische Äquator, liegt in den Tropen. Er ändert jedoch seine Lage im Jahresverlauf so, daß er dem Sonnenstand mit einer Verzögerung von ca. einem Monat folgt. Diese jahreszeitliche Wanderung des thermischen Äquators fällt über den Kontinenten sehr groß aus (von Wendekreis zu Wendekreis der jeweiligen Sommerhalbkugel). Über den Ozeanen ist sie aufgrund des großen Wärmespeichungsvermögens der Meere nur gering (zwischen 5°S und 10°N).

Der thermische Äquator fällt im Jahresmittel nicht mit dem geographischen Äquator zusammen, sondern er liegt bei ca. 10°N .

Das Jahresmittel der Lufttemperatur ist auf der Südhalbkugel etwa $1/2\text{ K}$ bis 3 K , in hochpolaren Breiten sogar mehr als 10 K niedriger als in den entsprechenden Breiten der Nordhalbkugel der Erde. Ursachen dieser Asymmetrie sind, neben der ungleichen Land-See-Verteilung, die riesigen antarktischen Schnee- und Eisflächen mit ihrer hohen Albedo und die günstigere Strahlungsbilanz der Nordhalbkugel infolge der um $7\frac{2}{3}$ Tage längeren Dauer des Nordsummers gegenüber dem Südsommer (s. Anh. A.1.5.4).

Der *Einfluß von Land und Meer* auf die globale Temperaturverteilung ist darauf zurückzuführen, daß im Sommer eine langsame und nur geringe Erwärmung der Ozeane einer kräftigen Erwärmung der Kontinente gegenübersteht und daß im Winter die Kontinente sich durch eine starke Abkühlung gegenüber einer langsamen und nur geringen Abkühlung der Ozeane auszeichnen. Die jahreszeitlichen Temperaturschwankungen sind folglich über den Festländern wesentlich größer als über den Ozeanen.

Im Isothermenbild zeichnen sich natürlich sowohl die kalten als auch die warmen Meeresströme ab, wie am Golfstrom besonders im Nordwinter zu sehen ist.

Der *Einfluß der Luftströmungen* auf die globale Temperaturverteilung läßt sich am unterschiedlichen Verlauf der Isothermen im Winter und im Sommer über den Kontinenten im Bereich der Westwindzonen der mittleren Breiten erkennen. Die Isothermen verlaufen hier im Sommer von Südwesten nach Nordosten, im Winter von Nordwesten nach Südosten (am deutlichsten über den riesigen Landmassen Europa – Asien zu erkennen). Dies ist eine Folge der Temperaturadvektion durch die vorherrschenden westlichen Winde: Die im Sommer von Westen her in die Kontinente hineinwehenden, von den Ozeanen kommenden kühlen Luftmassen werden auf ihrem Weg über die im Sommer stark aufgeheizten Landmas-

sen erwärmt. Im Winter sind die vom Ozean herangeführten Luftmassen relativ warm. Sie kühlen jedoch über den kalten und z.T. schneebedeckten Landmassen rasch aus. Dieser Einfluß der Luftströmungen auf den Isothermenverlauf ist jedoch nur auf der Nordhalbkugel der Erde deutlich zu sehen, da auf der Südhalbkugel lediglich die schmalen, südlichen Zipfel der Kontinente bis in die Westwindzone ragen.

3.6 Extremwerte

Die absolut höchsten Temperaturen, die bisher auf unserem Globus gemessen worden sind, liegen bei Werten knapp unter $+60^{\circ}\text{C}$. Sie wurden in den tiefliegenden Wüsten der Subtropen gemessen.

Die absolut tiefsten Temperaturen liegen bei Werten um -90°C ; sie wurden an Forschungsstationen in den Schnee- und Eisgebieten der Ostantarktis beobachtet.

In der Bundesrepublik Deutschland traten die höchsten Temperaturen mit Werten bei $+40^{\circ}\text{C}$ vor allem im Oberrheingraben auf. Die tiefsten Temperaturen mit Werten unter -35°C wurden in schneebedeckten Tälern, in denen der Kaltluftabfluß durch Hindernisse stark behindert ist, beobachtet.

Absolutes Maximum:
 $+40,2^{\circ}\text{C}$ am 27.7.1983 in Gärnersdorf (419 m NN, bei Amberg)

Absolutes Minimum:
 $-37,8^{\circ}\text{C}$ am 12.2.1929 in Hüll (438 m NN, südl. Ingolstadt)

3.7 Vertikale Temperaturverteilung

In Kapitel 1.8 über den thermischen Aufbau der Atmosphäre wurde erwähnt, daß in der Troposphäre die Temperatur mit der Höhe im Mittel um $0,65\text{ K}/100\text{ m}$ abnimmt.

Radiosondenmessungen zeigen jedoch, daß die vertikale Temperaturabnahme unterhalb der Tropopause nicht gleichmäßig verläuft, sondern von unten nach oben größere Werte annimmt. Als Ursache sind primär die größere Häufigkeit von Inversionen in der unteren Troposphäre sowie die vor allem hier in größeren Mengen freiwerdende Kondensationswärme bei Wolken- und Niederschlagsbildung zu nennen.

Außerdem ist auch ein deutlicher Jahresgang des vertikalen Temperaturgradienten in der unteren Troposphäre zu beobachten. Er zeigt im Winter infolge der vom Boden ausgehenden Abkühlung und der größeren Häufigkeit von Inversionen die geringsten Werte. Die größten Werte werden meist im späten Frühjahr und im Frühsommer aufgrund der verstärkt einsetzenden Konvektion bei gleichzeitig noch geringen relativen Luftfeuchtigkeiten gemessen.

4 Die Luftfeuchte

Während die chemische Zusammensetzung der trockenen Luft bis in Höhen von 80 km – 90 km konstant ist (s. Kap. 1.2), unterliegt die Menge des Wasserdampfes in der Atmosphäre erheblichen Schwankungen. Sein Anteil kann bis zu 4 Volumenprozent ausmachen.

Da der Wasserdampf als einziges Gas in der Atmosphäre in allen drei Aggregatzuständen vorkommt, ist er für eine große Anzahl von atmosphärischen Prozessen von großer Bedeutung. Die Kenntnis der Menge und der Verteilung des Wasserdampfes in der Atmosphäre ist daher für die Beschreibung atmosphärischer Vorgänge unerlässlich.

4.1 Meßgrößen des Wasserdampfgehaltes

Da der Wasserdampf kein ideales Gas ist, gehorcht er nur im ungesättigten Zustand den Gasgesetzen. Übersättigter Wasserdampf kommt in der Atmosphäre aber praktisch nicht vor, da in ihr immer genügend Aerosolteilchen, die als Kondensationskerne dienen können, vorhanden sind, so daß bei Überschreiten der Wasserdampfsättigung sofort Kondensations- oder Sublimationsprozesse einsetzen.

Von ungesättigtem Wasserdampf spricht man, wenn in einem Behälter, der Luft und Wasser enthält, der Transport von Wassermolekülen aus dem Wasser in die Luft größer ist als der Transport aus der Luft ins Wasser. Sind diese Transporte gleich groß, so wird der Wasserdampf als gesättigt bezeichnet.

Dampfdruck e

Atmosphärische Luft, also feuchte Luft, kann man vereinfacht als eine Mischung aus zwei Gaskomponenten betrachten, nämlich aus trockener Luft und Wasserdampf. Beide Komponenten üben jede für sich einen Partialdruck aus, und die Summe dieser Partialdrücke ist der herrschende Luftdruck p . Der Partialdruck der trockenen Luft wird p_L , der Partialdruck des Wasserdampfes wird Dampfdruck e genannt. Für feuchte Luft gilt also

$$p = p_L + e$$

Nach der Gaszustandsgleichung ist

$$e = \rho_w \cdot R_w \cdot T \quad (4.1)$$

mit $\rho_w = \frac{\text{Masse des Wasserdampfes } m_w}{\text{Volumen } V}$

= Dichte des Wasserdampfes in kg m^{-3}

$R_w = 461,51 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$, Gaskonstante für Wasserdampf

T = Temperatur des Wasserdampfes in K.

In der Meteorologie wird der Dampfdruck meist in der Einheit Hektopascal (hPa) angegeben.

Der maximale Dampfdruck, der sich in einem atmosphärischen Gasvolumen über einer chemisch reinen ebenen Wasseroberfläche einstellen kann, ist der Sättigungsdampfdruck E . Er ist allein eine Funktion der Lufttemperatur (s. Tab. 4.1) und läßt sich nach einer von G. MAGNUS angegebenen Formel berechnen:

$$E = C_1 \cdot \exp \frac{C_2 \cdot t}{C_3 + t} \quad (4.2)$$

mit t = Lufttemperatur in $^{\circ}\text{C}$

e = Basis der nat. Logarithmen ($e = 2,71828$)

C_1, C_2, C_3 sind Konstanten: $C_1 = 6,10780$;

$C_2 = 17,08085$; $C_3 = 234,175 \text{ }^{\circ}\text{C}$.

(für $t = 0,0 \text{ }^{\circ}\text{C}$ bis $-50,9 \text{ }^{\circ}\text{C}$ gilt $C_2 = 17,84362$;

$C_3 = 245,425 \text{ }^{\circ}\text{C}$).

Tabelle 4.1 zeigt, daß bei den in der Troposphäre herrschenden Lufttemperaturen gilt

$$E \ll p.$$

Bei Temperaturen unter $0 \text{ }^{\circ}\text{C}$ und gleichzeitiger Anwesenheit von Wasser und Eis werden die Verhältnisse komplizierter. Der sich über Eis einstellende Sättigungsdampfdruck E_i ist etwas kleiner als der sich bei gleicher Temperatur ($t \leq 0 \text{ }^{\circ}\text{C}$) über unterkühltem Wasser einstellende Sättigungsdampfdruck E_w . Näheres hierzu findet sich im Kapitel 8.3.

Absolute Luftfeuchte a

Die absolute Feuchte gibt die Masse des Wasserdampfes m_w im Verhältnis zum Volumen der feuchten Luft V an. Sie hat damit die Dimension einer Dichte, der Wasserdampfdichte ρ_w .

$$\rho_w = \frac{m_w}{V} \quad (4.3)$$

Nach der Gasgleichung gilt dann

$$\rho_w = \frac{e}{R_w \cdot T} \text{ in } \text{kg m}^{-3} \quad (4.4)$$

In der Meteorologie wird die absolute Feuchte a meist in der Einheit

$$a = \rho_w \cdot 10^3 \text{ in } \text{g m}^{-3}.$$

angegeben, so daß sie angibt, wieviel Gramm Wasserdampf in einem Kubikmeter feuchter Luft enthalten ist.

Aus (4.4) ergibt sich dann, wenn der Dampfdruck e in hPa eingesetzt wird:

$$a = \frac{e}{R_w \cdot T} \cdot 10^5 \text{ in } \text{g m}^{-3}. \quad (4.5)$$

Tab. 4.1: Sättigungsdampfdruck E in Hektopascal (über einer ebenen Wasseroberfläche)

Temperatur in $^{\circ}\text{C}$	-50	-40	-30	-20	-10	0	10	20	30	40	50
E in hPa	0,064	0,189	0,51	1,25	2,86	6,11	12,29	23,42	42,49	73,81	123,34

Die absolute Sättigungsfeuchte A gibt an, wieviel Gramm Wasserdampf bei gegebener Lufttemperatur in einem Kubikmeter feuchter Luft maximal enthalten sein können.

Nach (4.5) gilt, wenn der Sättigungsdampfdruck E in hPa angegeben wird:

$$A = \frac{E}{R_w \cdot T} \cdot 10^5 \text{ in g m}^{-3} \quad (4.6)$$

Tabelle (4.2) zeigt für ausgewählte Temperaturen die Werte der absoluten Sättigungsfeuchte im Meeressniveau.

Tabelle 4.2: Absolute Sättigungsfeuchte im Meeressniveau

T (°C)	-20	-10	0	10	20	30
A (gm ⁻³) _E	0,9	2,1	4,8			
W	1,1	2,4	4,8	9,4	17,3	30,4

E über Eis W über Wasser

Mischungsverhältnis r

Das Mischungsverhältnis feuchter Luft gibt das Verhältnis der Masse des Wasserdampfes m_w zur Masse der trockenen Luft m_L an, die miteinander gemischt sind:

$$r = \frac{m_w}{m_L} = \frac{\frac{m_w}{V}}{\frac{m_L}{V}} = \frac{\rho_w}{\rho_L} \quad (4.7)$$

V Volumen der feuchten Luft.

Das Mischungsverhältnis gibt also gleichzeitig das Verhältnis von Wasserdampfdichte ρ_w zur Dichte der trockenen Luft ρ_L an.

$$\text{Mit } \rho_w = \frac{e}{R_w \cdot T} \text{ und } \rho_L = \frac{p-e}{R_L \cdot T}$$

Gaskonstante für trockene Luft $R_L = 287,05 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$

gilt

$$r = \frac{m_w}{m_L} = \frac{\rho_w}{\rho_L} = \frac{e \cdot R_L}{(p-e) \cdot R_w} = 0,622 \frac{e}{p-e} \quad (4.8)$$

Da unter atmosphärischen Bedingungen der Dampfdruck e sehr klein gegenüber dem Luftdruck p ist, $e \approx \frac{p}{100}$ gilt näherungsweise (mit $\frac{R_L}{R_w} = 0,622$)

$$r = \frac{m_w}{m_L} \approx 0,622 \frac{e}{p}$$

Das Mischungsverhältnis ist an sich eine dimensionslose Größe. In der Meteorologie wird meist der 10^3 -fache Wert angegeben:

$$r = \frac{m_w}{m_L} \cdot 10^3 = 622 \frac{e}{p-e} \approx \frac{622 e}{p} \text{ in } \frac{\text{g}}{\text{kg}} \quad (4.9)$$

Es gibt an, wieviel Gramm Wasserdampf mit einem Kilogramm trockener Luft gemischt sind.

Das Sättigungsmischungsverhältnis r_w gibt an, wieviel Gramm Wasserdampf bei gegebener Lufttemperatur mit einem Kilogramm trockener Luft maximal gemischt werden können:

$$r_w = 622 \frac{E}{p-E} \text{ in } \frac{\text{g}}{\text{kg}} \quad (4.10)$$

Auch hier gibt es unterschiedliche Werte über Eis und über Wasser.

Spezifische Luftfeuchte q

Die spezifische Feuchte stellt das Verhältnis zwischen der Masse des Wasserdampfes m_w und der Masse der feuchten Luft $m = m_L + m_w$ und damit auch das Verhältnis von Wasserdampfdichte ρ_w zur Dichte der feuchten Luft $\rho = \rho_L + \rho_w$ dar:

$$q = \frac{m_w}{m_L + m_w} = \frac{\rho_w}{\rho_L + \rho_w} \quad (4.11)$$

Setzt man in (4.11) die Gasgleichung für trockene Luft und für Wasserdampf ein, so ergibt sich

$$q = \frac{\frac{e}{R_w \cdot T}}{\frac{p-e}{R_L \cdot T} + \frac{e}{R_w \cdot T}}$$

mit $R_w = \frac{R_L}{0,622}$ folgt dann

$$q = \frac{0,622 \cdot e}{p - 0,378e} \quad (4.12)$$

Da wiederum e sehr klein gegenüber p ist, gilt

$$q \approx 0,622 \frac{e}{p} \quad (4.13)$$

In der Meteorologie wird auch diese dimensionslose Feuchtigkeitsgröße im allgemeinen mit dem 10^3 -fachen Wert angegeben:

$$q = \frac{m_w}{m_L + m_w} \cdot 10^3 = \frac{622 e}{p - 0,378 e} \approx \frac{622 e}{p} \text{ in } \frac{\text{g}}{\text{kg}} \quad (4.14)$$

Sie gibt dann an, wieviel Gramm Wasserdampf in einem Kilogramm feuchter Luft vorhanden sind.

Die Gleichungen (4.14) und (4.9) zeigen, daß die Werte von Mischungsverhältnis r und spezifischer Feuchte q annähernd gleich groß sind, jedoch ist r immer etwas größer als q .

Die spezifische Sättigungsfeuchte Q gibt an, wieviel Gramm Wasserdampf bei gegebener Lufttemperatur in einem Kilogramm feuchter Luft maximal enthalten sein können.

$$Q = \frac{622 E}{p - 0,378 E} \approx 622 \frac{E}{p} \text{ in } \frac{\text{g}}{\text{kg}} \quad (4.15)$$

Auch hier gibt es unterschiedliche Werte über Eis und über Wasser.

Relative Luftfeuchte U

Sie stellt das Verhältnis zwischen dem in der Atmosphäre tatsächlich vorhandenen Wasserdampf und dem bei der gegebe-

nen Lufttemperatur maximal möglichen Wasserdampf dar:

$$U = \frac{e}{E_{wt}} \cdot 100 \text{ in } \% \quad (4.16)$$

e Dampfdruck in hPa

E_{wt} Sättigungsdampfdruck über einer ebenen Wasserfläche bei aktueller Temperatur t.

Ferner gilt

$$U \approx \frac{q}{Q} \cdot 100 \approx \frac{r}{r_w} \cdot 100 \approx \frac{a}{A} \cdot 100 \text{ in } \% \quad (4.17)$$

Taupunkttemperatur t_d

Die Taupunkttemperatur stellt die Temperatur dar, auf die ein Volumen feuchter Luft isobar abgekühlt werden muß, damit der in ihm enthaltene Wasserdampf zur Sättigung kommt. Die relative Feuchte beträgt dann $U = 100\%$. Der Taupunkt ist also die Sättigungstemperatur des aktuellen Dampfdrucks in bezug auf eine chemisch reine ebene Wasserfläche. Es gilt also:

$$e = E(t_d) \quad (4.18)$$

Der Taupunkt ist diejenige Feuchtegröße, die in Boden- und Höhenwetterkarten angegeben wird.

Die Sättigungstemperatur des aktuellen Dampfdrucks in bezug auf eine ebene Eisfläche heißt Reifpunkt.

4.2. Die Dichte feuchter Luft. Einführung der virtuellen Temperatur

Die Dichte des Wasserdampfes ist geringer als die Dichte trockener Luft. Deshalb ist die Dichte feuchter Luft bei gleicher Temperatur und gleichem Druck etwas geringer als die der trockenen Luft.

Für Berechnungen ist es häufig einfacher, die Luft als trocken zu betrachten. Der dabei entstehende Fehler kann dadurch ausgeglichen werden, daß man der trockenen Luft bei gleichem Druck eine etwas höhere Temperatur gibt, damit ihre Dichte die gleiche Größe erhält, wie die tatsächliche Dichte der feuchten Luft. Diese etwas höhere Temperatur ist die *virtuelle Temperatur* T_v .

Zur Ableitung der virtuellen Temperatur geht man von der Gasgleichung für feuchte Luft aus:

$$\frac{p}{e} = R_L \cdot T_v \quad (4.19)$$

Für den Druck der feuchten Luft p gilt:

$$p = p_L + e = (R_L \cdot e_L + R_w \cdot e_w) \cdot T \quad (4.20)$$

und für die Dichte ρ der feuchten Luft

$$\rho = \rho_L + \rho_w = \rho_L \cdot \left(1 + \frac{\rho_w}{\rho_L}\right)$$

mit $\frac{\rho_w}{\rho_L} = r$ folgt $\rho = \rho_L \cdot (1 + r)$.

Daraus ergibt sich

$$\frac{p}{\rho} = \frac{(R_L \cdot e_L + R_w \cdot e_w) \cdot T}{\rho_L \cdot (1 + r)} = \left(\frac{R_L}{1 + r} + \frac{R_w \cdot r}{1 + r}\right) \cdot T \quad (4.21)$$

mit: $\frac{R_w}{R_L} = 1,6$ gilt

$$\frac{p}{\rho} = R_L \cdot T \cdot \left(\frac{1}{1 + r} + \frac{1,6 \cdot r}{1 + r}\right) = R_L \cdot T \cdot \left(\frac{1 + 1,6 \cdot r}{1 + r}\right) \quad (4.22)$$

mit (4.19) ergibt sich dann

$$T_v = T \cdot \left(\frac{1 + 1,6 \cdot r}{1 + r}\right) \quad (4.23)$$

Die Differenz zwischen der aktuellen Temperatur der feuchten Luft T und der virtuellen Temperatur T_v , bei der die trockene Luft die gleiche Dichte hat, wird *virtueller Temperaturzuschlag* ΔT_v genannt:

$$T_v - T = \Delta T_v \geq 0 \text{ K.}$$

Für gesättigten Wasserdampf im Meeresniveau ($p = 1013 \text{ hPa}$) ergeben sich für ΔT_v die in Tabelle 4.3 enthaltenen Werte.

Tabelle 4.3: Der virtuelle Temperaturzuschlag (ΔT_v) für gesättigten Wasserdampf in Meeresniveau

Temp. [$^{\circ}\text{C}$]	-40	-20	0	10	20	30
ΔT_v [K]	0,02	0,12	0,62	1,30	2,58	4,87

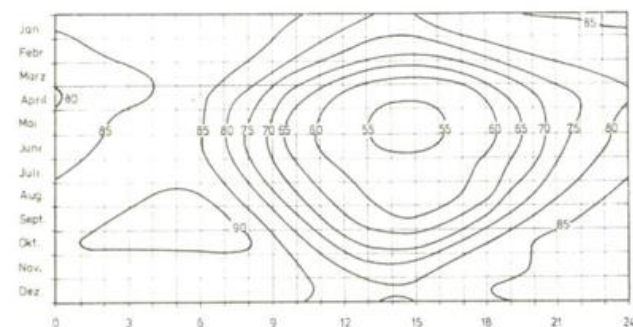


Abb. 4.1

Isoplethen der relativen Feuchte (%) in Kassel (1951 – 1979)

4.3 Tagesgang

Wenn man Luftmassenwechsel, Lokalwindzirkulationen usw., also die Advektion von Wasserdampf, ausschließt, so ist der Tagesgang der relativen Feuchte in Mitteleuropa ein Spiegelbild des Temperaturganges (s. Abb. 4.1).

Er zeigt eine einfache Tageswelle mit einem

- Maximum zur Sonnenaufgangszeit, wenn die Lufttemperatur ihr Minimum aufweist, und einem
- Minimum am frühen Nachmittag zur Zeit des Temperaturmaximums.

Die Tagesschwankung weist im Winter nur eine geringe Schwankungsbreite auf (ca. 5%) infolge der geringen Tagesschwankung der Temperatur. Im Sommer dagegen ist sie mit Werten von ca. 40%, wie die Tagesschwankung der Luft, deutlich größer.

Dagegen zeigt der Tagesgang des Dampfdruckes einen komplizierteren Verlauf (s. Abb. 4.2):

Im Winter ergibt sich eine einfache Welle mit relativ geringer Schwankungsbreite. Das Minimum liegt um die Sonnenaufgangszeit, da die Atmosphäre während der nächtlichen Abkühlungsphase durch Tau, Reif oder auch Nebelbildung Wasserdampf verloren hat. Mit Sonnenaufgang setzt die allgemeine Verdunstung ein, und das Maximum des Dampfdruckes tritt zur Zeit des Temperaturmaximums am frühen Nachmittag ein.

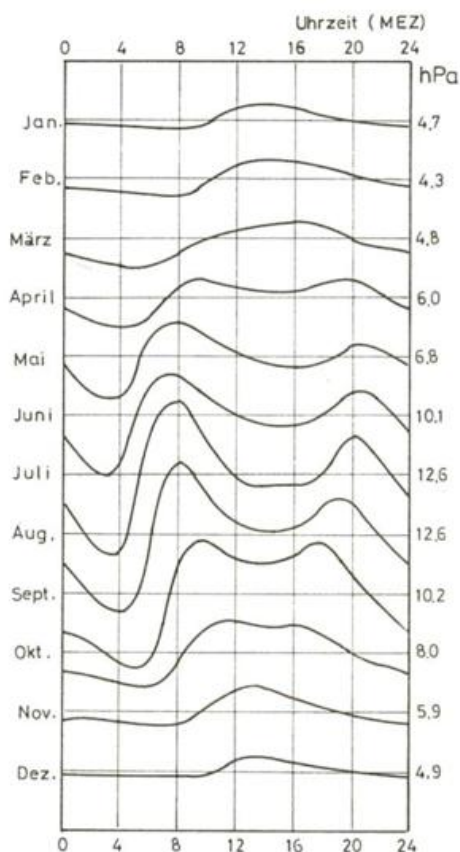


Abb. 4.2
Mittlere monatliche Tagesgänge des Dampfdruckes in Uppsala

Im Sommer weist der Tagesgang hingegen eine charakteristische Doppelwelle mit großer Schwankungsbreite auf. Das Hauptminimum liegt auch hier um Sonnenaufgang. Der mit der morgendlichen Erwärmung einsetzende Anstieg der Dampfdruckkurve erreicht bereits am frühen Vormittag sein Hauptmaximum. Später wird durch die in den Sommermonaten verstärkt einsetzende Konvektion mehr Wasserdampf in die Höhe abtransportiert, als durch Verdunstung am Boden nachgeliefert wird, und es entsteht ein sekundäres Minimum am frühen Nachmittag. Durch die Abschwächung bzw. das Zusammenbrechen dieser Konvektion gegen Abend steigen die Werte des Dampfdruckes wieder an. So entsteht das sekundäre Maximum gegen Abend, bevor, bedingt durch Tau-, Reif- oder Nebelbildung infolge der nächtlichen Abkühlung, nachts die Dampfdruckwerte zum morgendlichen Minimum hin wieder abfallen.

4.4 Jahresgang

Nach Abb. 4.1 zeigt der Jahresgang der relativen Feuchte in Mitteleuropa eine einfache Welle mit einem Maximum in den kalten Wintermonaten und einem Minimum im Spätfrühjahr, wenn der Wasserdampfgehalt der Atmosphäre durch Verdunstung langsamer ansteigt als der zu dieser Jahreszeit rasch erfolgende Anstieg der Lufttemperaturen.

Auch der Jahresgang des Dampfdruckes zeigt in Mitteleuropa eine einfache Welle, die analog zum Jahresgang der Lufttemperatur verläuft, mit einem Maximum im Hochsommer und einem Minimum im Hochwinter.

4.5 Globale Verteilung

Die globale Verteilung der Luftfeuchte kann am besten anhand einer Darstellung des mittleren Dampfdruckes demonstriert werden, da der Dampfdruck ein direktes Maß der Menge des Wasserdampfes in der Atmosphäre ist. Die Abbildungen 4.3 und 4.4 zeigen die mittleren Isovaporen (Linien gleichen Dampfdruckes) in einer globalen Darstellung für den Januar und den Juli.

Da die bodennahe Luft im allgemeinen um so mehr Wasserdampf enthält, je wärmer sie ist, weisen die Isovaporen einen ähnlichen Verlauf auf wie die Isothermen (vgl. Abb. 3.4 und 3.5), also eine Abnahme des Dampfdruckes mit zunehmender geographischer Breite. Ausnahmen bilden lediglich die Wüstengebiete, die sich durch geringe Dampfdruckwerte (verbreitet < 10 hPa) auszeichnen, da hier wegen des extrem trockenen Erdbodens praktisch keine Verdunstung stattfinden kann. Die Zone der größten Dampfdruckwerte (z.T. über 25 hPa) liegt über den tropischen Meeren und Regenwäldern; sie wandert entsprechend der Lufttemperatur im Laufe des Jahres mit dem Sonnenstand.

Hingegen spiegelt die globale Verteilung der relativen Feuchte den Sättigungsgrad der Luft wieder, der in erster Linie von der Kontinentalität bzw. Maritimität eines Gebietes abhängt. So ist über den Ozeanen wegen der hier unerschöpflichen Wasserdampfquellen die relative Feuchte mit Werten um 80% – 85% überall sehr hoch. In den Wüstengebieten liegen sie dagegen zu allen Jahreszeiten meist unter 50%. Im atlantisch-europäischen Raum gehen im Juli die Werte der relativen Feuchte von über 85% über dem Atlantik auf Werte unter 70% über dem Festland durch die zunehmende Kontinentalität zurück.

4.6 Vertikale Verteilung

Der Sättigungsdampfdruck ist nur eine Funktion der Temperatur und nimmt sehr rasch mit ihr ab (s. Tab. 4.1). Infolge der vertikalen Temperaturabnahme in der Atmosphäre müssen sich der Sättigungsdampfdruck und natürlich auch der Dampfdruck mit der Höhe entsprechend verringern. Das bedeutet, daß die Atmosphäre mit zunehmender Höhe immer weniger Wasserdampf enthält. Die Abnahme des Dampfdruckes erfolgt dabei mit der Höhe wesentlich rascher als die des Luftdrucks (s. Abb. 4.5). Oberhalb der Tropopause ist kaum noch Wasserdampf vorhanden.

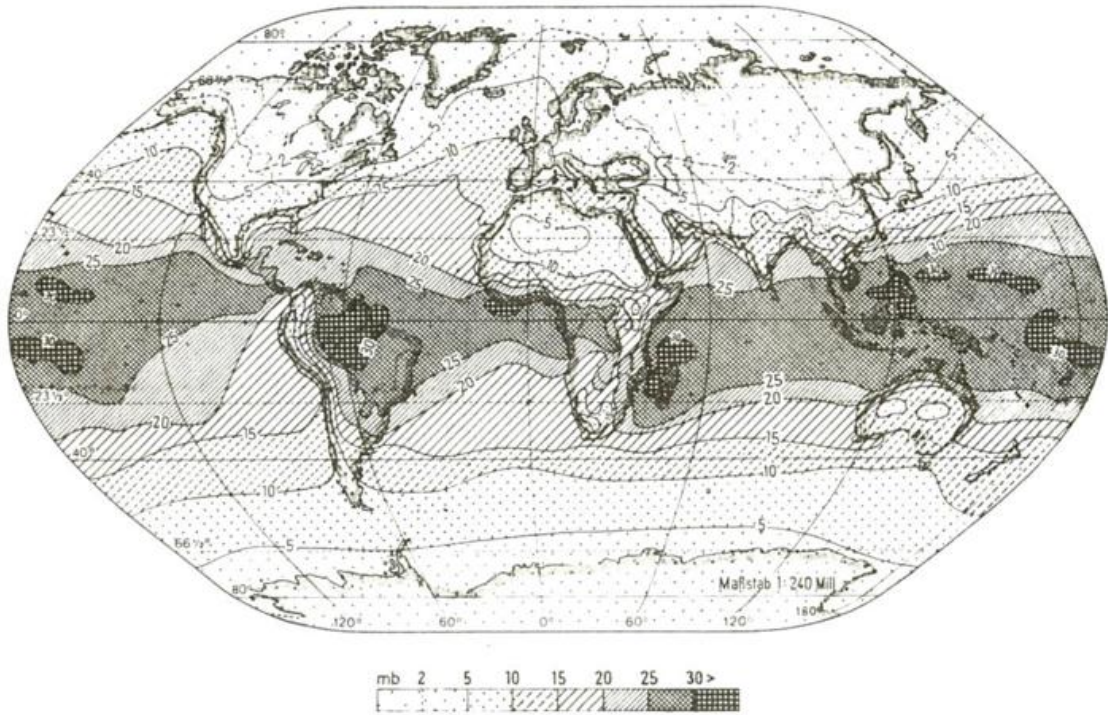


Abb. 4.3
Mittlere Verteilung des Dampfdruckes in hPa im Januar
(nach H. E. LANDSBERG)

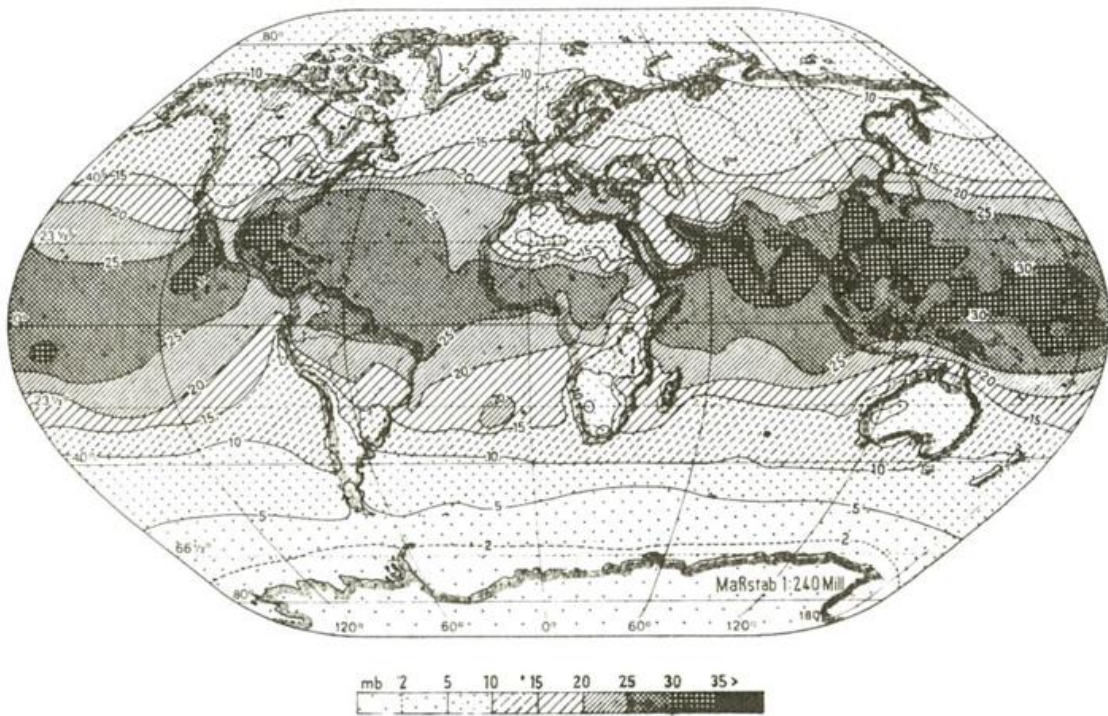


Abb. 4.4
Mittlere Verteilung des Dampfdruckes in hPa im Juli
(nach H. E. LANDSBERG)

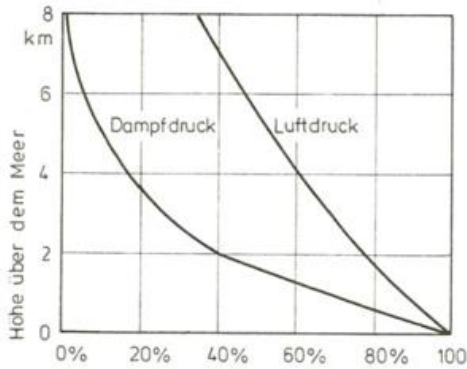


Abb. 4.5
Durchschnittliche Abnahme des Luftdruckes und des Dampfdruckes mit der Höhe

Dies alles bedeutet aber nicht, daß auch die relative Feuchte abnehmen muß. Sie kann praktisch überall, wie Wolkenbildungen bis hinauf zur Tropopause anzeigen, Werte von 100% erreichen, bzw. bei Eiswolken Werte der Sättigung über Eis. Selbst oberhalb der Tropopause sind, wie die Existenz von Perlmutterwolken in der Stratosphäre und leuchtenden Nachtwolken an der Mesopause andeuten, noch große Werte der relativen Luftfeuchte möglich.

5 Der Luftdruck

5.1 Definition und Maßeinheiten

Der Druck p ist in der Physik definiert als Druckkraft ($F = \text{Force}$) pro Fläche ($A = \text{Area}$), auf die die Druckkraft senkrecht wirkt. Es gilt also

$$p = \frac{F}{A} \quad (5.1)$$

Entsprechend dieser Definition ist die Einheit des Luftdrucks

$$\frac{\text{N (Newton)}}{\text{m}^2} = \frac{\text{kg} \cdot \text{m}}{\text{s}^2 \cdot \text{m}^2} = 1 \text{ Pa (Pascal)}$$

In der Meteorologie wurde bisher als Druckeinheit das Millibar (mbar) benutzt. Ein Millibar sind 100 N/m^2 bzw. 100 Pa oder 1 hPa . Die Einheiten mbar und hPa haben denselben Betragswert. Auf Grund internationaler Vereinbarungen wird neuerdings die Druckeinheit hPa im Wetterdienst verwendet.

Nimmt man an, daß sich die Luft in Ruhe befindet, so wirkt als Druckkraft nur die Gewichtskraft, und der Luftdruck ist dann nichts anderes als das Gewicht der Luftsäule, die auf der Flächeneinheit lastet. Wegen der nach allen Richtungen gleichmäßigen Molekularbewegungen wirkt in Gasen der Druck mit gleicher Stärke nach allen Seiten und nicht nur in Richtung der Schwerkraft. Die Orientierung der Fläche, die gedrückt wird, spielt also keine Rolle.

Der solcherart definierte Luftdruck wird als „statischer Druck“ bezeichnet. Ist die Luft – wie normalerweise der Fall – in Bewegung, gesellen sich zur Gewichtskraft noch andere Kräfte, von denen eine Druckwirkung ausgeht. Man spricht dann vom dynamischen Druck. Allerdings sind in der Atmo-

sphäre die Unterschiede zum statischen Druck im allgemeinen verschwindend gering. Aus diesem Grund wird in der meteorologischen Praxis im allgemeinen nur mit dem statischen Luftdruck gearbeitet.

Für Flüssigkeiten mit räumlich konstanter Dichte läßt sich der Druck leicht bestimmen. Die Gewichtskraft G einer in einem Gefäß befindlichen Flüssigkeitsmenge (vgl. Abb. 5.1) ergibt sich aus

$$G = mg = g\rho V = g\rho Ah.$$

Dabei ist m die Masse und V das Volumen der Flüssigkeit, A der horizontale Querschnitt und h die Höhe der Flüssigkeitssäule. Für den hydrostatischen Druck folgt daraus definitionsgemäß

$$p = \frac{F}{A} = \frac{G}{A} = \frac{g\rho Ah}{A} = g\rho h. \quad (5.2)$$

Auf Gase und damit auch auf das Gasgemisch Luft lassen sich diese Betrachtungen nicht ohne weiteres anwenden, da in ihnen die Dichte räumlich nicht konstant ist. Wegen der Kompressibilität der Luft nimmt ihre Dichte mit zunehmender Belastung durch darüberliegende Luftmassen, also von oben nach unten, zu. Die Beziehung (5.2) ist allerdings benutzbar, wenn man Luftsichten eines sehr geringen Höhenunterschieds dz auswählt, für die die Luftdichte als konstant angesehen werden kann. Der Beitrag einer solchen dünnen Schicht zum Luftdruck ist gegeben durch

$$dp = g\rho dz. \quad (5.3)$$

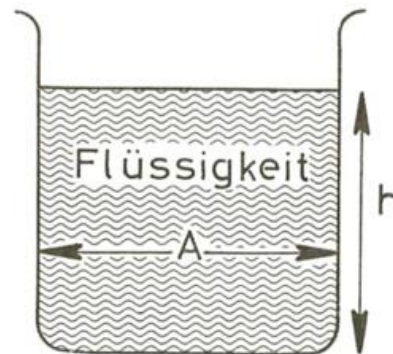


Abb. 5.1
Hydrostatischer Druck

Summiert man die Beiträge aller Luftsichten vom Meeresniveau (NN) bis an die Obergrenze der Atmosphäre ($z \rightarrow \infty$), so erhält man den Luftdruck in NN aus

$$p_0 = \int_0^{\infty} g\rho dz. \quad (5.4)$$

5.2 Die Druckgradientkraft

Aus räumlichen Druckunterschieden resultiert eine Kraft, die als Druckgradientkraft bezeichnet wird. Das soll mit Hilfe der Abbildung 5.2 demonstriert werden, auf der ein kleines quaderförmiges Volumenelement δV mit den Kantenlängen δx , δy und δz dargestellt ist. Die Luftdichte im Quader sei ρ . Dann ist die im Quader enthaltene Masse

$$m = \rho \delta V = \rho \delta x \delta y \delta z. \quad (5.5)$$

Da der Druck definiert ist als Kraft pro Fläche ($p = F/A$), ergibt sich für die Druckkraft

$$F_p = pA.$$

Die auf die linke Seite des Quaders wirkende Druckkraft F_{p1} ist dementsprechend

$$F_{p1} = +p\delta y\delta z. \quad (5.6)$$

Das positive Vorzeichen soll dabei anzeigen, daß die Kraft von links nach rechts, in positiver x -Richtung also, angreift. Für die in entgegengesetzter Richtung wirkende Druckkraft F_{p2} auf die rechte Seite erhält man

$$F_{p2} = -\left(p + \frac{\partial p}{\partial x}\delta x\right)\delta y\delta z, \quad (5.7)$$

wobei der Ausdruck $(\partial p/\partial x)\delta x$ die Änderung des Drucks über die Distanz δx beschreibt. $\partial p/\partial x$ ist die Änderungsrate in x -Richtung pro Längeneinheit.

Die resultierende Kraftkomponente in x -Richtung ist die Summe aus F_{p1} und F_{p2}

$$F_{px} = F_{p1} + F_{p2} = -\frac{\partial p}{\partial x}\delta x\delta y\delta z \quad (5.8)$$

bzw., da nach (5.5) $\delta x\delta y\delta z = m/\rho$ ist,

$$F_{px} = -\frac{m}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}. \quad (5.9)$$

Analog dazu kann man für die Kraftkomponenten in y - und z -Richtung schreiben

$$F_{py} = -\frac{m}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}, \quad F_{pz} = -\frac{m}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}. \quad (5.10)$$

Diese drei Komponenten ergeben vektoriell addiert die Druckgradientkraft \vec{F}_p . Sind \vec{i} , \vec{j} und \vec{k} die Einheitsvektoren in x -, y - und z -Richtung, dann erhält man für den Vektor der Druckgradientkraft:

$$\vec{F}_p = -\frac{m}{\rho}\left(\frac{\partial p}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial p}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial p}{\partial z}\vec{k}\right) = -\frac{m}{\rho}\vec{\nabla}p \quad (5.11)$$

Die Addition der x - und y -Komponente ergibt die horizontale Druckgradientkraft \vec{F}_{pH}

$$\vec{F}_{pH} = -\frac{m}{\rho}\left(\frac{\partial p}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial p}{\partial y}\vec{j}\right) = -\frac{m}{\rho}\vec{\nabla}_H p \quad (5.12)$$

Sie ist für die horizontale Luftbewegung verantwortlich.

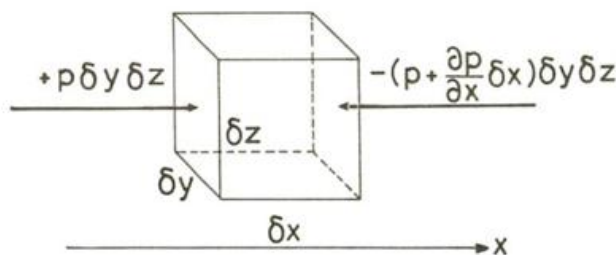


Abb. 5.2
Zur Ableitung der Druckgradientkraft

Die z -Komponente ergibt die vertikale Druckgradientkraft \vec{F}_{pz}

$$\vec{F}_{pz} = -\frac{m}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}\vec{k} = -\frac{m}{\rho}\vec{\nabla}_z p \quad (5.13)$$

Die *horizontale Druckgradientkraft* tritt in Erscheinung, wenn in der Horizontalen Druckunterschiede bestehen; sie besitzt die gleiche Richtung wie der horizontale Druckgradient $-\vec{\nabla}_H p$. Sie steht also senkrecht auf den Isobaren und ist vom höheren zum niedrigeren Druck gerichtet. Ihr Betrag wächst an mit größer werdendem Druckunterschied.

Man kann (5.12) noch eine andere Form geben, indem man ein sogenanntes „natürliches Koordinatensystem“ benutzt und eine Koordinatenrichtung n definiert, die senkrecht zu dem jeweiligen Liniensystem – hier also zu den Isobaren – verläuft und von den höheren zu den niedrigeren Werten orientiert ist. Mit dem Einheitsvektor \vec{n} in dieser Richtung wird aus (5.12)

$$\vec{F}_{pH} = -\frac{m}{\rho}\frac{\partial p}{\partial n}\vec{n} \quad (5.14)$$

Wenn man die horizontale Druckgradientkraft auf die Masseneinheit bezieht, also durch die Masse dividiert, so erhält man die horizontale Druckgradientbeschleunigung:

$$\vec{a}_{pH} = -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}_H p = \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial n}\vec{n} \quad (5.15)$$

Die *vertikale Druckgradientkraft* F_z (5.13) ist wegen des mit wachsender Höhe abnehmenden Luftdrucks nach oben gerichtet, wobei ihr Betrag der vertikalen Druckabnahme proportional ist. Ihr entspricht die vertikale Druckgradientbeschleunigung

$$\vec{a}_{pz} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}\vec{k} \quad (5.16)$$

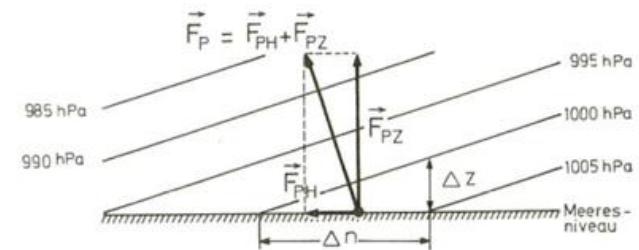


Abb. 5.3
Horizontale und vertikale Druckgradientkraft

Wie aus Abbildung 5.3 zu ersehen ist, sind horizontale und vertikale Druckgradientkraft abhängig von der Neigung und vom Abstand der Druckflächen. Liegen diese völlig horizontal, verschwinden die horizontalen Druckunterschiede und mit ihnen die horizontalen Komponenten der Druckgradientkraft.

Δn sei der horizontale und Δz der vertikale Abstand der Druckflächen. Für eine Druckdifferenz in der Horizontalen

von 5 hPa besitzt Δn in Bodennähe die Größenordnung $4 \cdot 10^3$ m, während für Δz ein Wert von 40 m charakteristisch ist.

Für die Neigung der Druckflächen gegen die Horizontale, die durch $\Delta z / \Delta n$ gegeben ist, erhält man somit den sehr kleinen Wert von $1/10000$. Die Druckflächen liegen also fast horizontal, und ihre Neigungswinkel in Abbildung 5.3 sind stark überhöht gezeichnet.

Das bedeutet aber auch, daß die horizontale Druckgradientkraft nur etwa $1/10000$ der vertikalen Druckgradientkraft ausmacht und mit ungefähr $10^{-3} \text{ N kg}^{-1}$ betragsmäßig sehr klein ist. Dennoch ist sie die Kraft, die für die horizontale Bewegung der Luftpartikeln, also für die Winde, verantwortlich ist.

5.3 Hydrostatisches Gleichgewicht

5.3.1 Statische Grundgleichung

Wegen der Druckabnahme mit der Höhe müßten die Luftpartikeln durch die vertikale Druckgradientkraft eine starke Beschleunigung nach oben erfahren. In Wirklichkeit sind aber – großräumig betrachtet – die in der Vertikalen wirksamen Beschleunigungen äußerst gering, so daß man von einem vertikalen Kräftegleichgewicht – dem sogenannten *hydrostatischen Gleichgewicht* – ausgehen kann.

Die Wirkung der nach oben gerichteten vertikalen Druckgradientkraft muß dann kompensiert werden durch eine andere, nach unten gerichtete Kraft. Dies ist die Gewichtskraft G , die gegeben ist durch

$$G = -mg\vec{k} \quad (5.17)$$

mit der Schwerebeschleunigung g .

Im Gleichgewicht muß die Summe beider Kräfte verschwinden, d.h.

$$-\frac{m}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - mg = 0$$

Daraus erhält man die *statische Grundgleichung*

$$dp = -\rho g dz, \quad (5.18)$$

die die Druckabnahme mit der Höhe in Abhängigkeit von Dichte und Schwerebeschleunigung beschreibt.

5.3.2 Vertikaler Druckgradient und barometrische Höhenstufe

Aus (5.18) erhält man eine Gleichung für den vertikalen Druckgradienten

$$-\frac{dp}{dz} = \rho g \quad (5.19)$$

Sein Betrag ergibt sich für trockene Luft unter Normalbedingungen ($p = 101325 \text{ Pa}$, $T = 0^\circ\text{C}$, $\rho_0 = 1,29 \text{ kg m}^{-3}$) zu rund $100/8 \text{ Pa pro m}$ bzw. $1/8 \text{ hPa pro m}$. Ersetzt man die Dichte, die in der meteorologischen Praxis nicht gemessen wird, mit Hilfe der Gasgleichung

$$\rho = \frac{p}{R_L T} \quad (5.20)$$

(R_L Gaskonstante für trockene Luft)

durch Druck p und Temperatur T ,

so wird (5.19) zu

$$-\frac{dp}{dz} = \frac{g}{R_L T} p. \quad (5.21)$$

Man sieht daraus, daß der vertikale Druckgradient proportional zum Druck und umgekehrt proportional zur Temperatur ist. Bei gleicher Temperatur ist also der vertikale Druckgradient bei einem Druck von 500 hPa nur halb so groß wie bei 1000 hPa.

Den reziproken Wert des vertikalen Druckgradienten nennt man *barometrische Höhenstufe*. Sie ist gegeben durch

$$-\frac{dz}{dp} = \frac{1}{\rho g} = \frac{R_L T}{g p} \quad (5.22)$$

und somit direkt proportional zur Temperatur und umgekehrt proportional zum Druck. Die folgende Tabelle der barometrischen Höhenstufen gibt für verschiedene Temperaturen und Luftdruckwerte an, in welchem Höhenintervall der Luftdruck vertikal um 1 hPa abnimmt. Der reziproke Wert der in der Tabelle enthaltenen Beträge würde die Luftdruckabnahme (in hPa) pro 1 m Höhe ergeben.

Tab. 5.1: Barometrische Höhenstufen in m

Temp. °C	Druck in hPa									
	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

5.3.3 Die barometrische Höhenformel

Gleichung (5.22) läßt sich auch wie folgt schreiben:

$$dz = -\frac{R_L T}{g} \frac{dp}{p} \quad (5.23)$$

Diese Gleichung ist die Differentialgleichung der barometrischen Höhenformel. Sie beschreibt den Zusammenhang zwischen der Schichtdicke dz einer Luftschicht, die durch die beiden Druckflächen p und $p + dp$ begrenzt wird, und deren mittlerer Temperatur T .

Mit Hilfe dieser Gleichung lassen sich die Schichtdicken dünner Luftschichten von unten nach oben fortschreitend berechnen. Addiert man diese Schichtdicken, so erhält man die Dicke größerer Druckintervalle. Mathematisch erfolgt das durch die Integration der obigen Differentialgleichung zwischen den Höhenstufen z_1 und z_2 , denen die Druckwerte p_1 und p_2 entsprechen:

$$\int_{z_1}^{z_2} dz = -\frac{R_L}{g} \int_{p_1}^{p_2} T \frac{dp}{p}. \quad (5.24)$$

In dieser Gleichung ist die Temperatur T noch mit der Höhe z variabel. Zur Vereinfachung kann man diese variable Temperatur durch die über das Höhenintervall gemittelte Temperatur \bar{T} ersetzen.

Außerdem ist zu bedenken, daß R_L die Gaskonstante für trockene, wasserdampffreie Luft darstellt. Wie in Kapitel 4.2 gezeigt, kann man auch bei feuchter Luft mit dieser Gaskonstanten rechnen, d.h. also die feuchte Luft rechnerisch wie trockene Luft behandeln, wenn man anstelle der Temperatur die virtuelle Temperatur T_v (Formel 4.23) einsetzt.

Bei Einführung einer mittleren virtuellen Temperatur \bar{T}_v wird (5.24) zu

$$\int_{z_1}^{z_2} dz = - \frac{R_L}{g} \bar{T}_v \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p} \quad (5.25)$$

Die Integration liefert die barometrische Höhenformel

$$z_2 - z_1 = \frac{R_L \bar{T}_v}{g} \ln \frac{p_1}{p_2} \quad (5.26)$$

Benutzt man statt des natürlichen Logarithmus \ln den dekadischen Logarithmus \lg und setzt für den Quotienten R_L/g die entsprechenden Zahlenwerte ein, so ergibt sich alternativ zu (5.26)

$$z_2 - z_1 = 67,445 \bar{T}_v \lg \frac{p_1}{p_2} \quad (5.27)$$

wobei 67,445 die Dimension mK^{-1} besitzt.

Die barometrische Höhenformel besagt, daß die Schichtdicke $z_2 - z_1$ zwischen zwei bestimmten Isobarenflächen p_2 und p_1 direkt proportional zur mittleren virtuellen Temperatur der Schicht ist. Infolge der logarithmischen Druckabnahme mit der Höhe nimmt bei konstanter Temperatur die Höhe bei jeder Halbierung des Druckes um denselben Wert, nämlich um 5546 m bei $0^\circ C$, zu.

Die 500-hPa-Fläche liegt demnach bei einer mittleren virtuellen Temperatur von $0^\circ C$ rund 5500 m über der 1000-hPa-Fläche. Derselbe Wert ergibt sich für die Höhe der 250-hPa-Fläche über 500 hPa, der 125-hPa-Fläche über 250 hPa, der 400 hPa-Fläche über 800 hPa usw.

Diese Betrachtungen gelten natürlich nicht nur für das Verhältnis von $p_1 : p_2 = 2$, sondern auch für jedes andere konstante Verhältnis.

5.3.4 Das Geopotential

Nach der statischen Grundgleichung (5.18) hängt die vertikale Druckabnahme nicht nur von der Dichte, sondern auch von der Schwerebeschleunigung ab. Wegen der Erdrotation ist g keine Konstante, sondern variiert mit der Breite und – allerdings in wesentlich geringerem Maße – mit der Höhe (s. Anh. A.1.3). Um diese Abhängigkeit auszuschalten, benutzt man anstelle der geometrischen Höhe z als neue Variable das Geopotential Φ . Es ist definiert als die Arbeit, die erforderlich ist, um die Masse 1 vom Meeresspiegel ($z = 0$) bis zu einer Höhe z zu heben. Formelmäßig gilt

$$\Phi = \int_0^z g dz = g_0 z \quad (m^2 s^{-2}), \quad (5.28)$$

wenn man die Höhenvariation von g außer acht läßt. Um einen Körper der Masse m vom Meeressniveau in die Höhe z zu heben, muß man die Hubarbeit mgz leisten. Dieser Körper kann dann infolge seiner höheren Lage die hineingesteckte

Arbeit beim freien Fall in Beschleunigungsarbeit verwandeln. Das Vermögen, Arbeit zu leisten, nennt man Energie; das Vermögen, infolge einer höheren Lage Arbeit zu leisten, nennt man Lageenergie oder potentielle Energie. Das Geopotential beschreibt dementsprechend die potentielle Energie pro Masseneinheit.

Um Energievergleiche durchführen zu können, definiert man Flächen gleichen Geopotentials. Bezugsniveau ist das mittlere Meeresniveau NN mit dem Geopotential $\Phi_0 = 0$. Für die Höhe einer Geopotentialfläche gilt

$$z = \frac{\Phi}{g_0} \quad (5.29)$$

Da g_0 am Pol größer ist als am Äquator, steigen die Geopotentialflächen vom Pol zum Äquator an. In Abwesenheit von Kräften bewegt sich ein Körper auf einer Geopotentialfläche oder er verharrt dort in Ruhe. Bei erzwungener Bewegung auf einer Fläche gleicher geometrischer Höhe dagegen erfährt er eine Beschleunigung äquatorwärts, da auf einer solchen Fläche ein Potentialgefälle vom Pol zum Äquator besteht.

Der zahlenmäßige Wert des Geopotentials ist nach der Gleichung $\Phi = g_0 z$ im Mittel 9,8mal größer als die Höhenangabe z in Metern. Wählt man aber als Maßeinheit den 9,8ten Teil, dann entspricht der Zahlenwert des Geopotentials etwa dem Zahlenwert der Höhe in Metern. Man nennt diese Einheit *geopotentielles Meter*, abgekürzt gpm. Das Geopotential in gpm ist darum gegeben durch

$$\Phi = \frac{g_0 z}{9,8} \quad (\text{gpm}) \quad (5.30)$$

Mit dem Geopotential als neuer Variablen nimmt die statische Grundgleichung die Form

$$dp = - \rho d\Phi = - \frac{p}{R_L T_v} d\Phi \quad (5.31)$$

an. In ihr tritt nur noch die Dichte bzw. die virtuelle Temperatur als bestimmender Faktor für die vertikale Druckänderung in Erscheinung.

Drückt man die Höhen z_2 und z_1 der Gleichung (5.27) in geopotentiellen Metern aus, so erhält man die Höhendifferenz als Geopotentialdifferenz:

$$\Phi_2 - \Phi_1 = 67,445 \bar{T}_v \lg \frac{p_1}{p_2} \quad (\text{gpm}) \quad (5.32)$$

In dieser Form wird die barometrische Höhenformel in der Aerologie benutzt, um in den aerologischen Aufstiegen die Höhendifferenz der Druckflächen zu berechnen.

Man erhält so Höhen von Druckflächen, die auf eine andere Druckfläche bezogen sind und deshalb als *relative Höhen* bezeichnet werden (z.B. relative Höhe der 500-hPa-Fläche über der 1000-hPa-Fläche). Die Höhe einer Druckfläche über NN nennt man ihre *absolute Höhe*.

5.4 Darstellung des Bodendruckfeldes

5.4.1 Reduktion des Luftdruckes auf NN

Das Gewicht der Luftsäule über dem Beobachtungsort ist umso geringer, je höher dieser Ort liegt, je größer also seine Höhe über dem Meeressniveau ist. Die Luftdruckwerte, die an

verschiedenen Orten gemessen werden, sind deshalb von der Stationshöhe abhängig und nicht miteinander vergleichbar. 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 Druck am Beobachtungsort der Druck der Luftschicht zwischen Beobachtungsort und Meeresniveau zu addieren, bei Stationen unter NN zu subtrahieren.

Für den Druckbeitrag dieser Luftschicht kann man entsprechend (5.3)

$$\Delta p = g \rho_m \Delta z \quad (5.33)$$

schreiben. Er ist zum einen abhängig von der Höhe Δz des Ortes über NN, zum andern von der mittleren Dichte ρ_m der Luftschicht und damit entsprechend der Zustandsgleichung von ihrer Temperatur sowie ihrem Wasserdampfgehalt.

Bei Stationen über NN handelt es sich bei der erwähnten Luftschicht natürlich nicht um eine tatsächlich existierende, sondern um eine gedachte Luftmenge, über deren Dichte gewisse Annahmen gemacht werden müssen. In der Praxis geht man von der Hüttentemperatur aus und ermittelt die Mitteltemperatur der fiktiven Luftschicht, indem man eine Temperaturzunahme nach unten von $0,65^\circ/100\text{ m}$ ansetzt (Abb. 5.4). Der Einfluß der Feuchte wird durch mittlere Werte berücksichtigt.

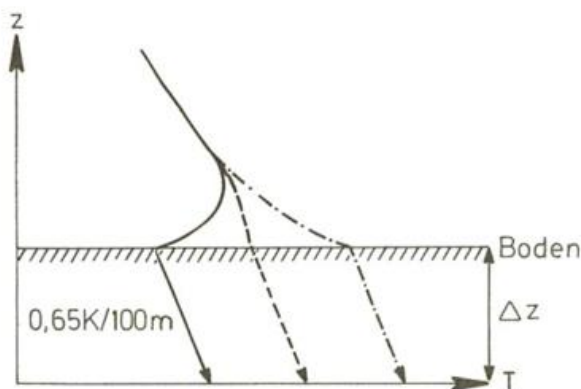


Abb. 5.4
Zur Luftdruckreduktion auf NN

Auf Grund dieser Annahmen kann es zu erheblichen Reduktionsfehlern kommen. Bei gleichem Stationsdruck berechnet eine Talstation, die nachts in einem Kaltluftsee mit Bodeninversion liegt und dementsprechend sehr niedrige Lufttemperaturen mißt, einen wesentlich höheren Luftdruck im Meeresniveau als eine gleich hoch gelegene Hangstation mit höheren Temperaturen. Umgekehrt ergibt sich ein zu niedriger reduzierter Druck, wenn bei gleichem Stationsdruck an einer Station bei Strahlungswetter besonders hohe Temperaturwerte gemessen werden.

Der Reduktionsfehler wächst mit der Höhe an. Welche Beträge er erreichen kann, soll durch die Tatsache demonstriert werden, daß z.B. in München bei gleichbleibendem Druck in Stationshöhe der auf Meeresniveau reduzierte Druck um rund 3 hPa fällt, wenn sich die Temperatur von morgens bis mittags um 10°C erhöht.

Wegen des Anwachsens eines möglichen Reduktionsfehlers mit der Höhe wird die beschriebene Reduktion nur bei Stationen unterhalb 750 m Barometerhöhe über NN durchgeführt. An höher gelegenen Stationen (Bergstationen) berechnet man statt dessen aus den Druck- und Temperaturmessungen die Höhe der nächstgelegenen Hauptdruckfläche (vgl. Kap. 5.6).

5.4.2 Isobaren und Druckgebilde

Zum Studium der Druckverteilung im Meeresniveau werden die auf NN reduzierten Luftdruckwerte in die Bodenwetterkarte eingetragen. Die Auswertung erfolgt dadurch, daß man alle Stationen, die den gleichen Luftdruck haben, durch Linien verbindet. Diese Linien gleichen Luftdrucks heißen Isobaren. Sie werden normalerweise im Abstand von 5 zu 5 hPa gezeichnet.

Bei ausreichender Größe des Wetterkartenausschnitts treten in sich geschlossene Isobaren auf, wobei die Kerngebiete dieser

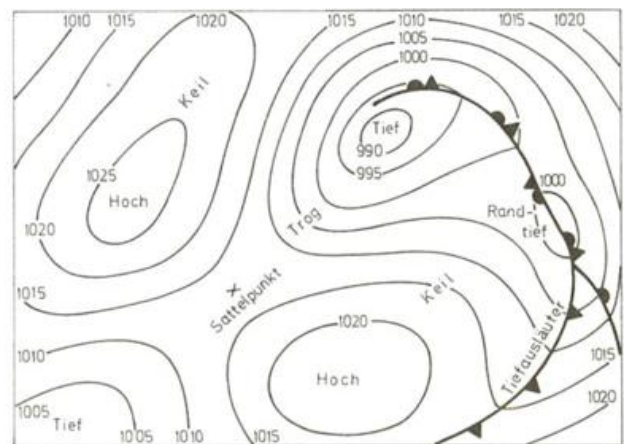


Abb. 5.5
Typische Isobarenformen im Luftdruckfeld

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) und ein Tiefdruckgebiet als *Tief* (T) bezeichnet; die englischen Bezeichnungen sind *High* (H) und *Low* (L). Im Gleichgewicht zwischen Druck- und Windfeld wird ein Tief auf der Nordhalbkugel von einer Ringströmung gegen den Uhrzeigersinn, ein Hoch von einer Ringströmung im Uhrzeigersinn umflossen. Eine Strömung gegen den Uhrzeigersinn nennt man zyklonal, im Uhrzeigersinn antizyklonal. Zum Druckfeld des Tiefs gehört somit ein zyklonaler Wirbel, zum Druckfeld des Hochs ein antizyklonaler Wirbel im Windfeld. Aus diesem Grunde nennt man das Tief auch *Zyklone* und das Hoch *Antizyklone*.

Abbildung 5.5 zeigt eine Darstellung des Bodenluftdruckfeldes mit typischen Isobarenformen. Neben den allgemeinen Bezeichnungen Tiefdruckgebiet und Hochdruckgebiet haben sich zur Beschreibung des Luftdruckfeldes noch folgende Begriffe eingebürgert:

- **Randtief:** Ein kleines Tief innerhalb eines ausgedehnten Tiefs, das noch von wenigstens einer Isobare des Haupttiefs umschlossen wird.
- **Tiefdrucktroch:** Eine langgestreckte Zone tiefen Druckes mit Tiefstwerten entlang einer Linie, der Trochlinie oder -achse, die gleichzeitig die Linie stärkster zyklonaler Isobarenkrümmung darstellt.
- **Tiefdruckausläufer:** Ein Tiefdrucktroch, in dessen Bereich eine Front liegt.
- **Tiefdruckrinne:** Eine langgestreckte Tiefdruckzone, die nicht von Isobaren durchquert wird.
- **Hochdruckkeil oder Hochdruckrücken:** Eine langgestreckte Zone hohen Druckes mit Höchstwerten entlang einer Linie, der Keillinie oder -achse, die gleichzeitig die Linie stärkster antizyklonaler Isobarenkrümmung darstellt.
- **Hochdruckbrücke:** Ein Hochdruckrücken, der zwei Hochdruckgebiete miteinander verbindet.
- **Sattelpunkt:** Der neutrale Punkt, der sich zwischen je zwei Tiefdruckgebieten und Hochdruckgebieten ergibt, wenn diese schachbrettartig angeordnet sind. Er ist der Ort des tiefsten Druckes zwischen zwei Hochdruckgebieten und gleichzeitig der Ort höchsten Druckes zwischen den Tiefdruckgebieten.

Über die globale Luftdruckverteilung wird im Kapitel 9, über die Erscheinungsform und Dynamik der Tiefdruckgebiete und Hochdruckgebiete im Kapitel 10 Näheres ausgeführt.

Der Luftdruck im Meeresniveau schwankt um den Wert 1000 hPa. Im Kern eines ausgeprägten Sturmtiefs fällt der Druck auf 970 hPa – 950 hPa, und im Bereich tropischer Wirbelstürme wurden sogar Druckwerte von weniger als 900 hPa gemessen. In kräftigen Hochdruckgebieten erreicht der Bodenluftdruck 1030 hPa – 1040 hPa. In der winterlichen Antizyklone über Sibirien wurden Drucke nahe 1080 hPa ermittelt, wobei allerdings wegen des Reduktionseffekts diese Werte mit einer gewissen Unsicherheit behaftet sind.

5.5 Druckänderungen

Der Luftdruck eines Ortes ist mehr oder weniger starken und mehr oder weniger raschen zeitlichen Änderungen unterworfen. Diese Druckschwankungen setzen sich zusammen aus einem unregelmäßigen Teil, der mit der Entstehung und Verlagerung der Tief- und Hochdruckgebiete gekoppelt ist, und einem regelmäßigen Teil, der vom Tagesgang des Luftdruckes herrührt. Die unregelmäßigen Druckänderungen sind in hohen und mittleren Breiten um etwa zwei Zehnerpotenzen größer als der Tagesgang und nehmen zum Äquator hin stark ab. Dort haben umgekehrt die Tagesschwankungen ihr Maximum und übertreffen die unregelmäßigen Druckänderungen bei weitem.

In die Bodenwetterkarte werden die dreistündigen Druckänderungen - auch Tendenzen genannt - eingetragen. Verbindet man alle Stationen mit gleicher Tendenz, so erhält man Linien gleicher Druckänderung, die Isallobaren. Positive Isallobaren kennzeichnen Drucksteiggebiete, negative Isallobaren umschließen Druckfallgebiete.

Der mittlere Tagesgang des Luftdruckes setzt sich aus verschiedenen Anteilen zusammen, von denen eine ganztägige und eine halbtägige Welle den Hauptanteil darstellen. Die ganztägige Welle hat einen lokalen Charakter und ist von der täglichen Erwärmung und Abkühlung durch Ein- und Ausstrahlung abhängig. Die halbtägige Welle hat hingegen einen planetarischen Charakter und ist vom jeweiligen Wetter unabhängig.

Sie schreitet mit der Winkelgeschwindigkeit der Erde gegenüber der Sonne von 15° Länge pro Stunde von Ost nach West um die Erde herum fort.

Die täglichen Maxima der Welle liegen um 09.45 Uhr und 21.45 Uhr Ortszeit und die Minima um 03.45 Uhr und 15.45 Uhr Ortszeit. Die Amplitude der Druckwelle besitzt am Äquator einen Maximalwert von 1,3 hPa, der zum Pol hin gegen Null abnimmt. Darum ist der Tagesgang in den Druckregistrierungen des sonst nur geringen Schwankungen unterliegenden Drucks der tropischen Breiten sehr gut zu erkennen (s. Abb. 5.6), während er in unseren Breiten nur bei störungsfreien Wetterlagen sichtbar wird.

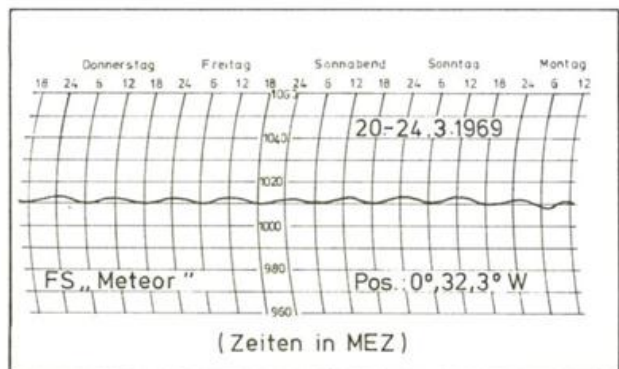


Abb. 5.6
Beispiel einer Luftdruckregistrierung am Äquator
(Zeiten in MEZ, zur wahren Ortszeit besteht eine Differenz von 3 Stunden)

5.6 Topographien der Druckflächen

Bei der Darstellung der Druckverteilung in der freien Atmosphäre könnte man ähnlich wie bei der Bodenwetterkarte vorgehen und für bestimmte Höhenstufen Karten des dort herrschenden Luftdruckes entwerfen. Es hat sich allerdings aus vielerlei Gründen als zweckmäßiger erwiesen, für bestimmte ausgewählte Druckflächen die Höhe bzw. das Geopotential zu ermitteln und in einer Topographie darzustellen.

Topographie heißt Ortsbeschreibung. Topographische Karten werden in der Geographie verwandt, um eine flächenmäßige Darstellung der Höhe der Erdoberfläche zu geben. Die Beschreibung der Höhenverhältnisse erfolgt dabei durch Isohypsen (Linien gleicher Höhe), die alle Punkte mit gleicher Höhe verbinden. In topographischen Karten wählt man dazu die Höhe über NN.

Wie die Erdoberfläche sind die Druckflächen in der Atmosphäre keine ebenen Flächen. Die Hochdruckgebiete stellen quasi die Berge und die Tiefdruckgebiete die Täler einer Druckfläche dar. Zur Veranschaulichung dieser Tatsache wählen wir die Höhe der 1000-hPa-Fläche (Abb. 5.7).

5.6.1 Absolute Topographie der 1000-hPa-Fläche

Nach der barometrischen Höhenstufe beträgt die Höhenänderung pro 1 hPa im Meeresniveau bei 0 °C 8 m und pro 5 hPa 40 m. Vom Druck im Meeresniveau ausgehend, kann man mit diesem Wert leicht die Höhe berechnen, in welcher der Druck 1000 hPa herrschen muß. Beträgt der Druck im Meeresniveau gerade 1000 hPa, so ergibt sich für diese Höhe 0 m; bei 1005 hPa muß man 40 m hochsteigen, um 1000 hPa zu messen, bei 1010 hPa $2 \times 40 \text{ m} = 80 \text{ m}$, bei 1025 hPa $5 \times 40 \text{ m} = 200 \text{ m}$.

Ist der Druck im Meeresniveau tiefer als 1000 hPa, dann mißt man diesen Druckwert erst unter dem Meeresniveau. Bei einem Druck in NN von 990 hPa z.B. wird der 1000-hPa-Wert 80 m unter dem Meeresspiegel, also in einer Höhe von -80 m, angetroffen.

Bezogen auf die Druckfläche 1000 hPa bedeutet das, daß diese Fläche über den Gebieten mit den höchsten, auf Meeresniveau

gpm nur bei einer Temperatur von 0 °C und bei einem Druck von 1000 hPa genau gilt (vgl. Tab. 5.1). Insbesondere bei sehr tiefen Temperaturen und hohem Luftdruck können Abweichungen auftreten, die nicht mehr vernachlässigt werden können.

5.6.2 Relative Topographie der Druckflächen

Wie in Kapitel 5.3.4 abgeleitet, ist die Potentialdifferenz $\Phi_2 - \Phi_1$ oder die Schichtdicke zwischen zwei Druckflächen durch (5.32) gegeben.

Man sieht, daß diese Schichtdicke bei vorgegebenen Werten für p_1 und p_2 nur von der mittleren virtuellen Temperatur \bar{T}_v der Schicht zwischen den beiden Druckwerten abhängt. Bei bekannter mittlerer virtueller Temperatur erhält man mittels (5.32) die relative Höhe einer Druckfläche über einer anderen.

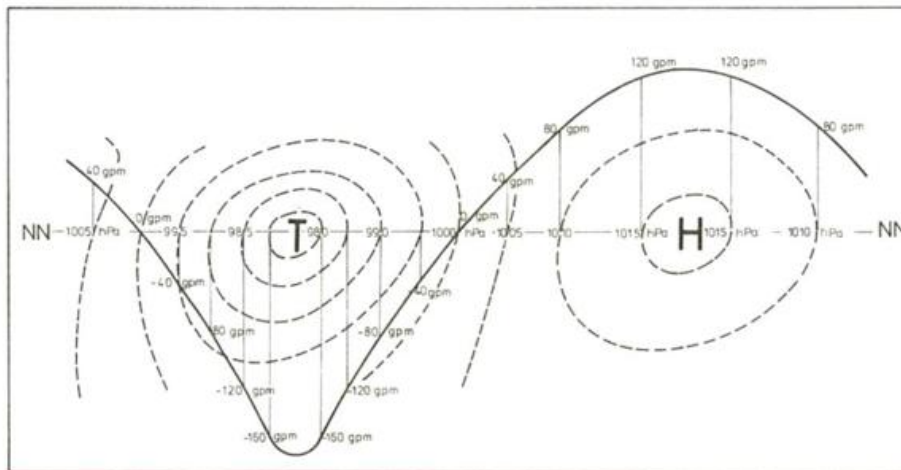


Abb. 5.7
Bodendruckfeld und Höhenlage der 1000-hPa-Fläche

reduzierten Druckwerten, den Hochdruckgebieten, am stärksten aufgewölbt ist, entlang der Isobare 1000 hPa das Meeresniveau schneidet und in den Tiefdruckgebieten ihre tiefste Lage – meist dann unter NN – erreicht.

Die Topographie der 1000-hPa-Fläche erhält man, indem man mittels der oben angegebenen Werte die Isobaren der Bodenkarte in Isohypsen umwandelt. Da man nicht die geometrische Höhe, sondern das Geopotential der 1000-hPa-Fläche darstellen will, muß man als Maßeinheit das geopotentielle Meter benutzen, das aber – wie bereits bemerkt – zahlenmäßig nicht sehr von der Höhenangabe in m abweicht. Die Isobare 1000 hPa wird als Isohypse 0 gpm beziffert. Über der Isobare 1005 hPa liegt die 1000-hPa-Fläche 40 gpm hoch, so daß sie mit der Isohypse + 40 gpm bzw. + 4 gpdam identisch ist. Entlang der Isobare 995 hPa befindet sich die 1000 hPa-Fläche 40 gpm unter NN, so daß sie als Isohypse mit 40 gpm bzw. -4 gpdam zu beziffern ist. Allgemein gilt, daß jede Isobare $1000 \pm n \cdot 5 \text{ hPa}$ in eine Isohypse mit $\pm n \cdot 4 \text{ gpdam}$ umzuwandeln ist. Die so umbezifferte Bodenkarte wird als „absolute Topographie“ der 1000-hPa-Fläche“ bezeichnet.

Zu beachten ist allerdings hierbei, daß die Relation $5 \text{ hPa} \hat{=} 40$

Diese Werte lassen sich für alle aerologischen Aufstiege berechnen und in Karten eintragen. Die Verbindungslinien aller Stationen mit derselben relativen Höhe z.B. zwischen 500 hPa und 1000 hPa nennt man Isohypsen der relativen Topographie 500 hPa über 1000 hPa (500/1000 hPa).

Da die Schichtdicke der mittleren virtuellen Temperatur direkt proportional ist, sind die Isohypsen einer relativen Topographie gleichzeitig Linien gleicher mittlerer virtueller Temperatur der Schicht zwischen den beiden Druckflächen. Für tiefe Temperaturen erhält man kleine Werte von D , für hohe Temperaturen große Werte. Darum bezeichnet man die Zentren der Tiefstwerte einer relativen Topographie mit einem K (kalt), die Zentren der Höchstwerte mit einem W (warm). Die Drängungszonen der relativen Isohypsen sind mit den thermischen Frontalzonen identisch und bieten eine gute Hilfe bei der Analyse der Bodenfronten (vgl. Kap. 10.2).

Die Isohypsen der relativen Topographie werden zweckmäßigerweise ebenfalls von 4 zu 4 gpdam gezeichnet. Da die Schichtdicke der mittleren virtuellen Temperatur proportional ist, ist auch die Schichtdicken-Differenz ΔD der Differenz der mittleren virtuellen Temperaturen ΔT_v proportional:

Tabelle 5.2: Zusammenhang zwischen Luftdruck, virtueller Temperatur und Schichtdicke

Rel. Top.	850/1000	700/850	500/700	700/1000	500/1000	300/500	250/1000
$\Delta\bar{T}_v \frac{^\circ\text{C}}{40\text{gpm}}$	8,5	7,5	3,9	3,9	2,0	2,6	1,0
$\Delta D \frac{\text{gpm}}{^\circ\text{C}}$	4,7	5,3	10,3	10,3	20	15,4	40

$$\Delta\bar{T}_v = \frac{\Delta D}{67,445 \cdot \lg \frac{p_1}{p_2}} \quad (5.34)$$

und für $\Delta D = 40 \text{ gpm}$

$$\Delta\bar{T}_v = \frac{0,593}{\lg \frac{p_1}{p_2}} \quad (5.35)$$

Mit Hilfe der Formel (5.35) kann man berechnen, welche Temperaturdifferenz einem Isohypsenabstand von 40 gpm in den verschiedenen relativen Topographien entspricht (Tab. 5.2, Zeile 1 oder Zeile 2), um wieviel gpm sich die Schichtdicke bei einer Änderung der Mitteltemperatur um 1 °C verändert (reziproke Werte der Zeile 1, multipliziert mit 40).

5.6.3 Absolute Topographie der Druckflächen

Wenn man die relative Höhe einer Druckfläche über der 1000-hPa-Fläche berechnet hat, dann läßt sich die absolute Höhe dieser Druckfläche über NN leicht bestimmen, falls man die Höhe der 1000-hPa-Fläche über NN kennt. Diese ist gemäß den Ausführungen in 5.6.1 durch den Druck im Meeresniveau gegeben. Die Addition der relativen Höhe einer Druckfläche und der absoluten Höhe der 1000-hPa-Fläche ergibt die absolute Höhe der gegebenen Druckfläche (z.B. Absolute Höhe 500 hPa = Höhe 1000 hPa + relative Höhe 500 über 1000 hPa).

Auf diese Art und Weise werden aus den Daten der aerologischen Aufstiege die absoluten Höhen der Hauptdruckflächen 850 hPa, 700 hPa, 500 hPa, 300 hPa, 200 hPa und 100 hPa berechnet, in Karten eingetragen und durch Isohypsen im Abstand von 4 zu 4 gpdam analysiert. Man erhält auf diese Weise absolute Topographien der betreffenden Druckflächen.

Allerdings ergeben sich bei der Analyse dieser Topographien Schwierigkeiten wegen der teilweise sehr geringen Dichte des aerologischen Meßnetzes. So reichen z.B. über den Ozeanen die wenigen Meßdaten der Wetterschiffe normalerweise nicht aus, um allein mit ihnen ein gesichertes Bild der Potentialverteilung zu entwerfen. Da im Gegensatz dazu im allgemeinen genügend Bodenmeldungen vorliegen und die Bodendruckverteilung somit meist eindeutig analysiert werden kann, geht man von der in eine 1000-hPa-Topographie umgewandelten Bodenkarte aus und führt eine sogenannte Aufbau-Analyse durch. Anhand der Temperaturverteilung in Bodennähe und des Verlaufs der Bodenfronten konstruiert man dabei eine relative Topographie, die – zur 1000-hPa-Topographie graphisch addiert – sofort die mutmaßliche Isohypsenverteilung der betreffenden absoluten Topographie liefert.

Von dieser so gewonnenen absoluten Topographie ausgehend kann man das Verfahren wiederholen; dazu wird die relative Topographie der nächsthöheren Hauptisobarenfläche über dieser absoluten Topographie konstruiert, das Ergebnis auf diese graphisch addiert und so die absolute Topographie der nächsthöheren Hauptisobarenfläche erhalten, usf.

Abschließend sei bemerkt, daß die numerischen Analysen der absoluten Topographien, die heutzutage mit Hilfe von EDV-Anlagen durchgeführt werden, im Prinzip ebenfalls das eben geschilderte Verfahren der Aufbau-Analyse verwenden.

5.7 Die Standardatmosphäre

Mit Gleichung (5.26) läßt sich jedem Druck über dem Meeresniveau eine ganz bestimmte Höhe zuordnen, wenn der Druck im Meeresniveau und die Temperaturverteilung in der Vertikalen gegeben ist. Für praktische Zwecke hat man eine mittlere Norm- oder Standardatmosphäre definiert, bei der jedem Druck eine bestimmte Höhe zugeordnet ist. Sie entspricht etwa den mittleren Temperaturverhältnissen der Atmosphäre

Tab. 5.3: Temperatur, Druck und Dichte der Standardatmosphäre

Hohe gpkm	Temperatur °C	Luftdruck hPa	Luftdichte kg/m ³
0	+ 15,0	1013,2	1,226
0,5	+ 11,75	954,6	1,168
1	+ 8,5	898,7	1,112
2	+ 2,0	794,9	1,007
3	– 4,5	701,1	0,909
4	– 11,0	616,4	0,819
5	– 17,5	540,2	0,736
6	– 24,0	471,8	0,660
7	– 30,5	416,6	0,590
8	– 37,0	356,0	0,525
9	– 43,5	307,4	0,466
10	– 50,0	264,4	0,413
11	– 56,5	226,3	0,364
15	– 56,5	120,4	0,194
20	– 56,5	54,7	0,088
25	– 51,5	25,1	0,039
30	– 46,5	11,7	0,012
35	– 36,1	5,6	0,006
40	– 22,1	1,8	0,004
45	– 8,1	1,4	0,002
47	– 2,5	1,1	0,001
50	– 2,5	0,8	0,001

in den mittleren Breiten. Die Werte der Standardatmosphäre werden der Eichung der in Luftfahrzeugen verwendeten Höhenmesser zugrunde gelegt:

Die Standardatmosphäre ist wie folgt definiert:

- Druck in Meeresniveau 1013,25 hPa
- Temperatur im Meeresniveau 15 °C
- Vertikale Temperaturabnahme bis zur Tropopause in 11 km Höhe von 6,5 K pro 1000 m
- Temperaturkonstanz bei -56,5 °C von 11 km bis 20 km
- Temperaturzunahme von 1 K pro 1000 m von 20 km bis 32 km Höhe.

Tabelle 5.3 gibt die jeder Höhe zugeordneten Drucke und Temperaturen der Standardatmosphäre sowie die sich daraus ergebenden Werte der Luftdichte an.

6 Luftbewegungen

6.1 Definition und Darstellungsweise

Die Bewegung der Luftpartikeln in der Atmosphäre wird durch den dreidimensionalen Windvektor \vec{V}

$$\vec{V} = u \vec{i} + v \vec{j} + w \vec{k} = \vec{V}_H + w \vec{k} \quad (6.1)$$

beschrieben (Abb. 6.1). Er setzt sich zusammen aus dem horizontalen Windvektor \vec{V}_H , der die horizontalen Komponenten der Luftbewegung umfaßt, und dem vertikalen Windvektor $w\vec{k}$, der Vertikalbewegungen der Partikeln widerspiegelt. $w > 0$ bedeutet dabei ein Aufsteigen, $w < 0$ ein Absinken der Luftteilchen.

Großräumig betrachtet sind die Vertikalgeschwindigkeiten in der Atmosphäre in der Größenordnung von 1 cm/s - 10 cm/s weitaus geringer als die horizontalen Geschwindigkeiten, die in Bodennähe bei 10 m/s liegen und in größeren Höhen durchaus 100 m/s erreichen können. Die Partikeln bewegen sich also quasihorizontal. Deshalb soll im folgenden die horizontale Luftbewegung - der Wind also - im Mittelpunkt der Betrachtungen stehen, wenn auch die Vertikalbewegungen von großer Bedeutung sind, da sie als Ursache für die Bildung von Wolken und Niederschlägen ausschlaggebend für die Wetterverhältnisse eines Ortes sind.

Da der Wind eine gerichtete Größe ist, genügt zu seiner Darstellung nicht ein einziger Zahlenwert wie bei Luftdruck oder Temperatur. Üblicherweise mißt man die Windrichtung und die Windgeschwindigkeit. Daraus ergibt sich eine kartenmäßige Darstellungsmöglichkeit der horizontalen Luftbewegung durch *Isogonen* (Linien gleicher Windrichtung) und *Isotachen* (Linien gleicher Windgeschwindigkeit). Während Isogonen-Analysen in unseren Breiten nur selten durchgeführt werden, werden Isotachen routinemäßig gezeichnet und zwar auf den Topographien der 300-hPa- und 200-hPa-Fläche, um die hochtroposphärischen Starkwindbänder – die Jetstreams – zu erfassen.

Eine andere Darstellungsmöglichkeit ergibt sich, wenn man den horizontalen Windvektor \vec{V}_H in seine Komponenten u und v aufspaltet und Karten dieser skalaren Größen analysiert. (Abb. 6.1)

Sehr häufig angewendet wird die Darstellung des horizontalen Windfeldes durch *Stromlinien*. Stromlinien sind definiert als Linien, die zu einem bestimmten Zeitpunkt an jedem Ort tangential zum gemessenen Windvektor verlaufen. Eine Stromliniendarstellung liefert somit einen „Schnappschuß“ des Windfeldes zu einer bestimmten Zeit. Bei einer Strömung, bei der Gleichgewicht zwischen Druck- und Windfeld herrscht, sind die Stromlinien mit den Isobaren identisch und deshalb leicht aus den betreffenden Karten zu entnehmen.

Für manche Probleme ist es nützlich, den Weg zu verfolgen, den ein einzelnes Luftpartikel im zeitlichen Ablauf eingeschlagen hat. Dieser Weg wird durch eine sogenannte *Trajektorie* beschrieben. Zum Ausgangszeitpunkt der Betrachtung verläuft die Trajektorie tangential zur Stromlinie, die durch den Standort des Partikels verläuft. Im weiteren zeitlichen Verlauf unterscheiden sich beide Linien aber häufig sehr stark, da sich das Windfeld zeitlich ändert. Nur wenn das Windfeld zeitlich stationär bleibt und das Partikel außerdem keinen Vertikalbewegungen unterworfen ist, sind Trajektorien mit Stromlinien gleichzusetzen.

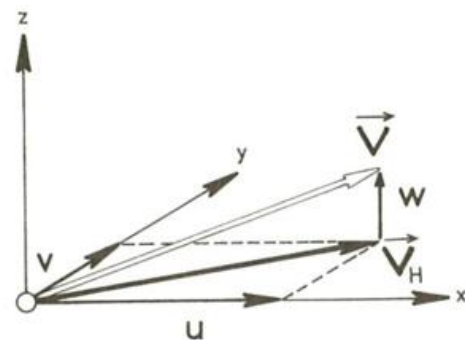


Abb. 6.1
Komponenten des dreidimensionalen Windvektors \vec{V}

Stromlinien und Trajektorien sind im allgemeinen gekrümmte Kurven mit dem Krümmungsradius R und der Krümmung $K = \frac{1}{R}$. Man ist übereingekommen, die Krümmung als positiv zu bezeichnen, wenn ein Partikel, das der Kurve in Windrichtung folgt, im gleichen Sinne rotiert wie die Erde, und als negativ zu bezeichnen, wenn seine Rotation in entgegengesetzter Richtung verläuft. Das gilt sowohl für die Nord- als auch für die Südhalbkugel. Auf der Nordhalbkugel ist positive Krümmung mit einer Rotation gegen den Uhrzeigersinn und negative Krümmung mit einer Rotation im Uhrzeigersinn verknüpft, während auf der Südhalbkugel die entgegengesetzten Korrelationen bestehen. Wegen der Beziehung zum Druckfeld wird positive Krümmung als zyklonal und negative Krümmung als antizyklonal bezeichnet (vgl. Kap. 5.4.2).

6.2 Eigenschaften des horizontalen Windfeldes

Zur besseren Charakterisierung der unterschiedlichen Windfelder hat man vier Parameter definiert, die verschiedene Eigenschaften der Strömungen beschreiben. Es sind dies Translation, Deformation, Divergenz sowie Rotation bzw. Vorticity.

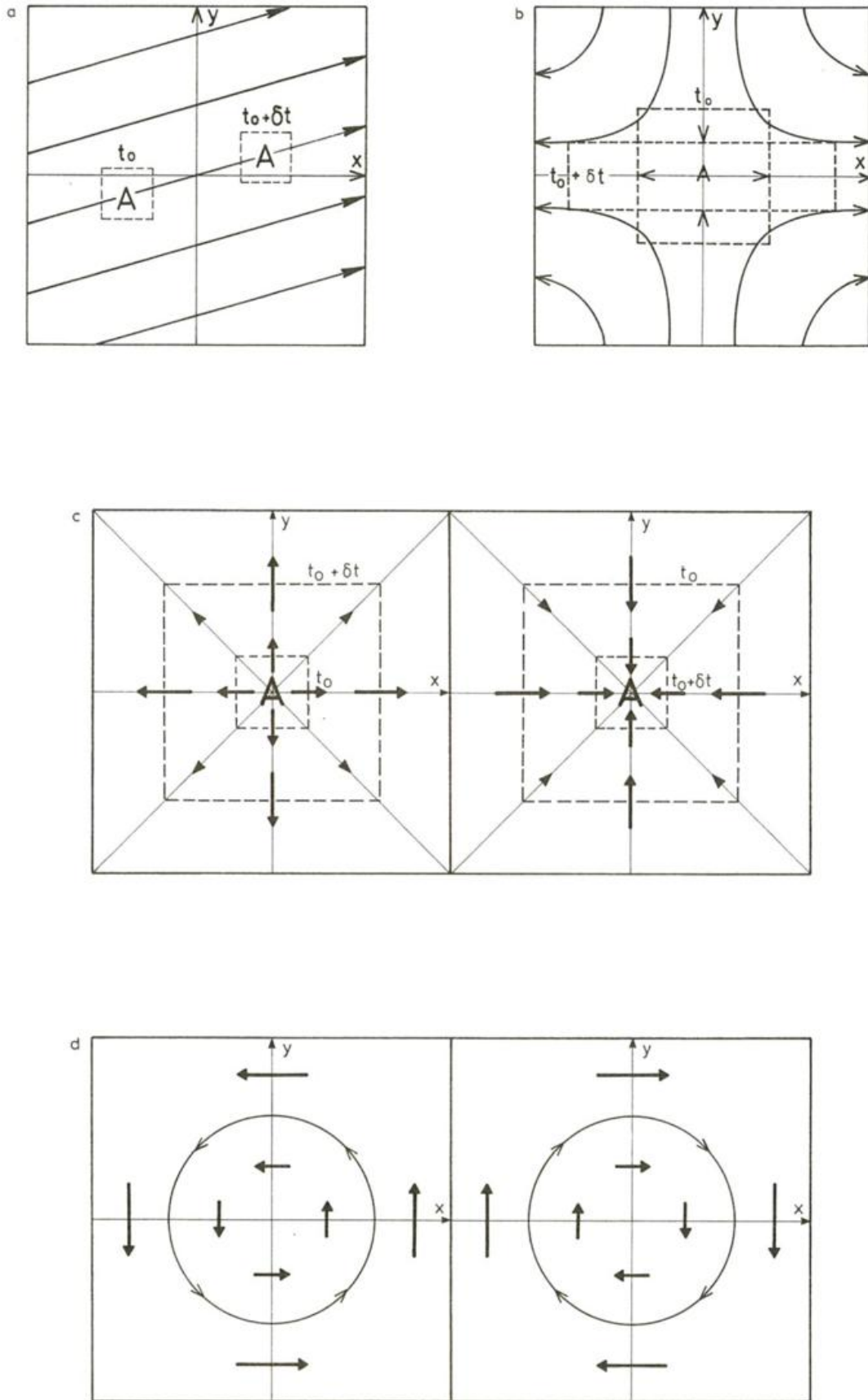


Abb. 6.2
 Eigenschaften des horizontalen Windfeldes
 a) Stromlinien reiner Translation
 b) Stromlinien reiner Deformation
 c) Stromlinien reiner Divergenz (links) und Konvergenz (rechts)
 d) Stromlinien reiner Rotation (links zyklonal, rechts antizyklonal)

Translation

Eine gleichförmige Translation liegt vor, wenn das Stromlinienfeld überall gerade Linien gleicher Richtung und gleichen Abstands zeigt (Abb. 6.2a). Im Gleichgewicht mit dem Druckfeld entspricht dem ein ebensolcher Verlauf der Isobaren bzw. Isohypsen. Alle Luftpakete, die der Translation unterworfen sind, verlagern sich in gleicher Richtung und mit gleicher Geschwindigkeit, ohne daß sie ihre Form und ihre flächenmäßige Ausdehnung ändern.

Deformation

Ein Deformationsfeld (Abb. 6.2b) wird durch hyperbolische Stromlinien charakterisiert, die sich asymptotisch der x- und y-Achse anschmiegen. Diesem Stromlinienverlauf entspricht ein Druckfeld mit je zwei schachbrettartig angeordneten Tief- und Hochdruckgebieten und einem Sattelpunkt dazwischen dort, wo sich die Koordinatenachsen schneiden. In diesem Feld wirkt die y-Achse als Schrumpfungsschneise, entlang der die Partikeln gegeneinander geführt werden, und die x-Achse als Streckungsschneise, entlang der die Partikeln auseinanderfließen. Ein ursprünglich quadratisches Luftpaket wird dadurch – indem es in der x-Richtung gestreckt wird – zum Rechteck „deformiert“, verändert also seine Form, ohne daß sich aber sein Flächeninhalt ändert.

Überlagert man dem Deformationsfeld der Abbildung 6.2b eine Translation in x-Richtung, so ergibt sich ein Bild mit in Windrichtung zusammenlaufenden Stromlinien – eine *Konfluenzzone*; überlagert man die Translation in y-Richtung, erhält man umgekehrt eine Verteilung mit in Windrichtung auseinanderstrebenden Stromlinien – eine *Diffluenzzone* (siehe Abb. 6.3). In beiden Fällen wird das Luftpaket in x-Richtung gestreckt, während es in der y-Richtung schrumpft.

Der Effekt der Deformation ist besonders wichtig bei der Formierung von Zonen großen Temperaturkontrasts – den Frontalonen bzw. Fronten. Darauf wird im Kapitel 10 eingegangen.

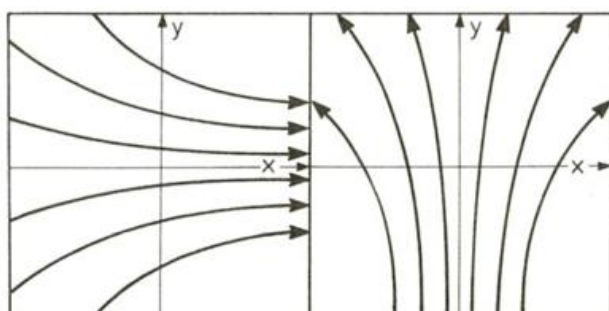


Abb. 6.3
Überlagerung von Translation und Deformation

Divergenz

Die Divergenz des horizontalen Windfeldes beschreibt die Änderung des Flächeninhalts eines Luftpakets innerhalb der Strömung. Bei positiver Divergenz vergrößert sich der Flächeninhalt des Luftpakets im zeitlichen Ablauf, bei negativer Divergenz – die auch als Konvergenz bezeichnet wird – verringert er sich. Anders ausgedrückt: Bei Divergenz streckt sich das Luftteilchen in der Horizontalen, während es bei Konvergenz horizontal schrumpft.

Abbildung 6.2c veranschaulicht Felder mit reiner Horizontaldivergenz bzw. -konvergenz. Die Stromlinien sind Geraden, die von einem Punkt nach allen Seiten auseinanderlaufen (Divergenz) bzw. in ihm zusammenlaufen (Konvergenz), wobei die Geschwindigkeit nach außen zunimmt. Der Ursprungspunkt wirkt somit im Falle horizontaler Divergenz als *Quelle*, im Falle horizontaler Konvergenz als *Senke* für die Strömung. Man sieht sofort, daß für diese Stromlinien kein Gleichgewicht mit dem Druckfeld möglich ist.

Mathematisch ist die Horizontaldivergenz definiert durch

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V}_H = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \quad (6.2)$$

Benutzt man wie in Kapitel 5.2 ein natürliches Koordinatensystem mit der s-Richtung (Einheitsvektor \hat{i}) tangential zur Stromlinie, positiv gezählt in Richtung des Windes, und der n-Richtung (Einheitsvektor \hat{n}) senkrecht dazu, positiv gezählt nach links, wenn man in Richtung des Windes blickt, kann man alternativ dafür schreiben

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V}_H = \frac{\partial V}{\partial s} + V \frac{\partial \beta}{\partial n} \quad (6.3)$$

Dabei ist V die Windgeschwindigkeit und β die Windrichtung. Man erkennt, daß sich nach dieser Darstellung die Horizontaldivergenz aus zwei Anteilen zusammensetzt, der Geschwindigkeitsdivergenz $\partial V / \partial s$ und der Richtungsdivergenz $V \partial \beta / \partial n$. Nimmt die Geschwindigkeit in Stromlinienrichtung zu, haben wir Geschwindigkeitsdivergenz, nimmt sie in Stromlinienrichtung ab, Geschwindigkeitskonvergenz.

Im Falle reiner Horizontaldivergenz, wie in Abbildung 6.2c dargestellt, unterliegen die Partikeln sowohl einer Richtungs- als auch einer Geschwindigkeitsdivergenz. In Wirklichkeit ist das allerdings nur recht selten der Fall; beide Anteile der Divergenz haben eher entgegengesetztes Vorzeichen und trachten sich somit zu kompensieren. Das hängt damit zusammen, daß die atmosphärischen Strömungen immer nach einem Balancezustand mit dem Druckfeld streben, die Stromlinien sich also im allgemeinen nur wenig von Isobaren bzw. Isohypsen unterscheiden. Da im Gleichgewichtszustand aber die Geschwindigkeit dem Stromlinienabstand umgekehrt proportional ist, herrscht in einer Konfluenzzone zwar Richtungskonvergenz, aber gleichzeitig auch Geschwindigkeitsdivergenz, während in einer Diffluenzzone Richtungsdivergenz und Geschwindigkeitskonvergenz kombiniert auftreten. Welcher der beiden Anteile dominiert, hängt von den besonderen Umständen ab; eventuell kompensieren sich die beiden Anteile vollständig und das Windfeld ist divergenzfrei.

Auf jeden Fall ergibt sich aus dieser Kompensationstendenz, daß die Horizontaldivergenz als Ganzes eine sehr kleine Größe ist, die nur als Zusatzkomponente innerhalb des Windfeldes in Erscheinung tritt. Dennoch ist sie für die Wettervorgänge von entscheidender Bedeutung. Das wird klar, wenn man sich überlegt, daß die durch die Horizontaldivergenz hervorgerufene Änderung des Flächeninhaltes der Partikeln sich in umgekehrten Änderungen der vertikalen Mächtigkeit auswirken muß. Das bedeutet aber, daß – wie in Abbildung 6.4 schematisch dargestellt – horizontale Divergenz mit vertikaler Konvergenz und horizontale Konvergenz mit vertikaler Divergenz verbunden sein werden. Ist die Horizontaldivergenz im bodennahen Windfeld wirksam, folgt daraus Absinken in den Schichten darüber, während bei Horizontaldivergenz in Bodennähe eine aufsteigende Luftbewegung in der unteren Troposphäre in Gang gesetzt wird.

Abschließend sei darauf hingewiesen, daß wegen der Kugelgestalt der Erde in jeder polwärts gerichteten Strömung horizontale Konvergenz, in jeder äquatorwärts gerichteten Strömung dagegen horizontale Divergenz herrschen muß. Auf der Nordhalbkugel finden wir also Konvergenz im Bereich südlicher und Divergenz im Bereich nördlicher Winde. Dieser Effekt ist direkt abzulesen am Verlauf der Meridiane. Der Betrag der resultierenden Vergenzen ist zwar recht klein, darf aber bei Betrachtungen zum Mechanismus der Druckänderungen und zur Entwicklung der Druckgebilde nicht außer acht gelassen werden (vgl. Abschnitt 10.7.4).

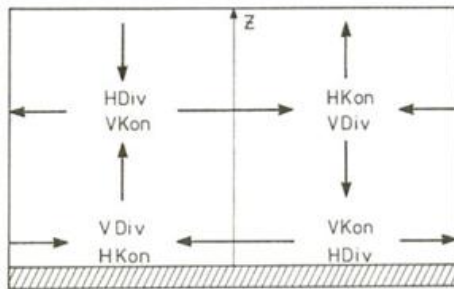


Abb. 6.4
Kombination von horizontalen und vertikalen Vergenzen

Rotation oder Vorticity

Eine weitere sehr wichtige Kenngröße des horizontalen Windfeldes ist die Rotation oder Vorticity (englisch, von vortex = Wirbel). Sie beschreibt die Drehbewegung der Partikeln innerhalb der Strömung um eine Achse senkrecht zum Untergrund. Man unterscheidet relative Vorticity ζ , die die Rotation relativ zur Erde beschreibt, und absolute Vorticity η , wobei zusätzlich noch die entsprechende Komponente der Erdrotation hinzukommt.

Entsprechend dieser Definition besteht ein Stromfeld reiner relativer Vorticity – wie in Abbildung 6.2d dargestellt – aus konzentrischen Kreisen, wobei die Geschwindigkeit nach außen zunimmt. Gemäß den Ausführungen in Abschnitt 6.1 zählt eine Rotation im Sinne der Erdrotation – auf der Nordhalbkugel gegen den Uhrzeigersinn – als positiv, eine Rotation gegen die Erdrotation – auf der Nordhalbkugel im Uhrzeigersinn – als negativ.

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

Mathematisch ist die relative Vorticity ζ die Vertikalkomponente des dreidimensionalen Strömungsrotors und dementsprechend gegeben durch

$$\zeta = \vec{k} \cdot \vec{\nabla} \times \vec{V} = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (6.4)$$

Im natürlichen Koordinatensystem nimmt ζ die Form

$$\zeta = vK_s - \frac{\partial v}{\partial n} \quad (6.5)$$

an, wobei v wieder die Windgeschwindigkeit und $K_s = \frac{1}{R_s}$ die Krümmung der Stromlinien bedeuten ($K_s = \frac{\partial \beta}{\partial s}$).

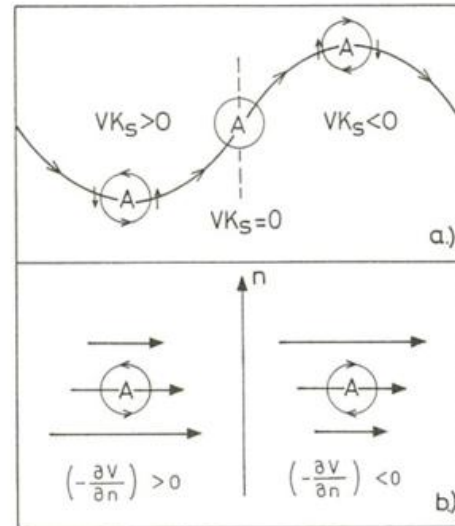


Abb. 6.5
a) Krümmungsvorticity
b) Scherungsvorticity

Nach der Definition in (6.5) kann die relative Vorticity in zwei Formen in Erscheinung treten – zum einen als Krümmungsvorticity VK_s , wenn die Stromlinien gekrümmt verlaufen, zum anderen als Scherungsvorticity $(-\frac{\partial v}{\partial n})$, wenn quer zur Strömung Geschwindigkeitsunterschiede bestehen. Wie aus Abbildung 6.5a zu ersehen ist, dreht sich ein Partikel in einer zyklonal gekrümmten Strömung infolge der Richtungsunterschiede gegen den Uhrzeigersinn und zeigt somit zyklonale Krümmungsvorticity an. In einem Feld mit antizyklonal gekrümmten Stromlinien dreht sich das Luftteilchen dagegen im Uhrzeigersinn und zeigt antizyklonale Krümmungsvorticity an.

Krümmungsvorticity besitzen die Luftteilchen im Bereich abgeschlossener kreis- oder ellipsenförmiger Stromlinien ebenso wie im Bereich von Wellentrögen und Wellenrücken.

Im Gleichgewicht mit dem Druckfeld entsprechen derartige Stromlinien Tiefdruckgebieten und Hochdruckgebieten oder Tiefdrucktrögen und Hochdruckkeilen, so daß im Tief bzw. im Trog zyklonale und im Hoch bzw. im Keil antizyklonale Krümmungsvorticity resultiert.

Die Scherungsvorticity $(-\frac{\partial v}{\partial n})$ des Windfeldes läßt sich am besten aus einer Isotachen-Analyse ablesen. In Richtung des Windes blickend, resultiert links der Achse des stärksten Windes eine positive, rechts der Achse dagegen eine negative Rotation der Partikeln durch die seitliche Scherung (vgl. Abbildung 6.5b).

Im allgemeinen enthält das horizontale Windfeld sowohl Krümmung als auch Scherung. Dabei können sich beide Komponenten – ähnlich wie bei der Divergenz – kompensieren, können sich aber auch – und das im Gegensatz zur Divergenz – gleichsinnig verstärken.

Will man die Rotation der Partikeln in einem fixsternbezogenen absoluten Koordinatensystem studieren, muß man zur relativen Vorticity die jeweilige Komponente der Erdrotation hinzufügen. Da die relative Vorticity die Rotation um eine Achse senkrecht zum Erduntergrund beschreibt, ist diese Achsenrichtung breitenabhängig. Nur am Pol stimmt die Achse mit der Achse der Erdrotation überein; am Äquator dagegen schließen beide Achsen einen rechten Winkel miteinander ein, so daß die Erdrotation keinen Beitrag zur absoluten Vorticity η liefert. Allgemein wird der Beitrag der Erdrotation durch den Coriolisparameter.

$$f = 2 \Omega \sin\varphi \quad (6.6)$$

beschrieben, so daß gilt

$$\eta = \zeta + f = VK_s - \frac{\partial V}{\partial n} + f.$$

6.3 Kräfte bei horizontaler Luftbewegung

Wird ein Luftquantum in Bewegung gesetzt, so müssen nach dem Newtonschen Axiom eine oder mehrere Kräfte wirksam sein. Für horizontale Luftbewegungen auf der rotierenden Erde sind diese

- die horizontale Druckgradientkraft
- die Corioliskraft
- die Reibungskraft.

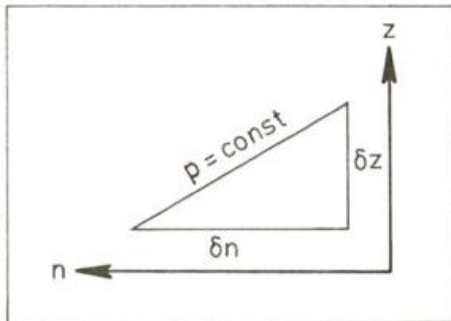


Abb. 6.6

Zur Umwandlung des Druckgradienten in den Gradienten des Geopotentials

6.3.1 Die horizontale Druckgradientkraft

Die horizontale Druckgradientkraft ist nach Kapitel 5.2 gegeben durch

$$\vec{F}_{pH} = - \frac{m}{\rho} \vec{\nabla} p = - \frac{m}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} \vec{n}. \quad (6.7)$$

Die Druckgradientkraft hat die Richtung des Druckgradienten und erteilt den Luftpartikeln eine Beschleunigung quer zu den Isobaren vom höheren zum niedrigeren Luftdruck.

In obiger Form ist der Ausdruck für \vec{F}_{pH} nur für das Bodendruckfeld verwendbar. Für die Anwendung auf die Topographien der Druckflächen muß man den Druckgradienten $(-\vec{\nabla} p)$ durch den ihm entsprechenden Potentialgradienten ersetzen.

Die Umwandlung soll mit Hilfe der Abbildung 6.6 vorgenommen werden, auf der eine schräg im Raum liegende Druckfläche dargestellt ist. Die Variation des Luftdruckes δp auf dieser Fläche gleichen Drucks ist natürlich Null. Andererseits läßt sie sich aber formal aufspalten in eine Variation in der Horizontalen und eine Variation in der Vertikalen, die sich beide zu Null ergänzen müssen:

$$\delta p = \frac{\partial p}{\partial n} \delta n + \frac{\partial p}{\partial z} \delta z = 0.$$

Dabei sind wieder wie in Kapitel 5.2 $\partial p / \partial n$ und $\partial p / \partial z$ die Änderungsraten des Druckes in horizontaler bzw. vertikaler Richtung und δn sowie δz die Strecken, über die die Änderung erfolgt. Löst man nach $(-\partial p / \partial n)$ auf und vollzieht den Grenzübergang für δn und δz zu unendlich kleinen Strecken, so ergibt sich

$$\left(- \frac{\partial p}{\partial n} \right) = \frac{\partial p}{\partial z} \left(\frac{\partial z}{\partial n} \right)_p$$

Mit Hilfe der statischen Grundgleichung erhält man

$$\left(- \frac{\partial p}{\partial n} \right) = - \rho g \left(\frac{\partial z}{\partial n} \right)_p$$

und bei Benutzung des Geopotentials Φ

$$\left(- \frac{\partial p}{\partial n} \right) = - \rho \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \right)_p. \quad (6.8)$$

$\left(- \frac{\partial z}{\partial n} \right)_p$ und $\left(- \frac{\partial \Phi}{\partial n} \right)_p$ sind die horizontalen Gradienten der Höhe bzw. des Geopotentials der Druckfläche. Der Index p gibt dabei an, daß die Gradienten für eine Fläche konstanten Drucks gelten.

Analog zu (6.8) kann man auch

$$- \vec{\nabla} p = - \rho \vec{\nabla}_p \Phi \quad (6.9)$$

schreiben, so daß sich für Druckgradientkraft bzw. -beschleunigung die Ausdrücke

$$\vec{F}_{pH} = - m \vec{\nabla}_p \Phi = - m \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \right)_p \vec{n} \quad (6.10)$$

und

$$\vec{a}_{pH} = - \vec{\nabla}_p \Phi = - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \right)_p \vec{n} \quad (6.11)$$

ergeben.

Der Vorteil dieser Gleichungen gegenüber (6.7) ist, daß sie von der Luftdichte unabhängig sind und deshalb für alle Höhen und alle Temperaturen in gleichem Maße gelten. Das ist auch der Hauptgrund, warum man im praktischen Wetterdienst absolute Topographien der Druckflächen für die höheren Luftschichten zeichnet und nicht Isobarendarstellungen für bestimmte Höhen.

6.3.2 Die Corioliskraft

Luftpartikeln, die eine Bewegung relativ zur Erde durchführen, nehmen gleichzeitig auch an der Erdrotation teil. Betrachtet man die Partikelbewegung in einem mitrotierenden, also erdfesten Koordinatensystem, resultiert daraus eine seitliche Ablenkung der Teilchen und zwar auf der Nordhalbkugel nach rechts, auf der Südhalbkugel nach links aus der

ursprünglichen Bewegungsrichtung heraus. Man kann diese Ablenkung auf das Wirken einer Kraft zurückführen, die nach ihrem Entdecker Corioliskraft genannt wird. Allerdings handelt es sich dabei um eine Scheinkraft, die nur bei der Betrachtung im erdfesten Koordinatensystem in Erscheinung tritt, in einem fixsternorientierten Absolutsystem dagegen verschwindet.

Physikalisch läßt sich die ablenkende Wirkung der Corioliskraft auf zwei Effekte zurückführen. Betrachten wir zunächst eine Meridionalbewegung der Partikeln. Für eine solche Bewegung ist von Bedeutung, daß die Rotationsgeschwindigkeit für Erdpunkte breitenabhängig ist und – analog zum anwachsenden Abstand der Längengrade – von den Polen zum Äquator zunimmt. Wie aus Abbildung 6.7 abzulesen ist, sind die Unterschiede recht groß. In 60° Breite z.B. rotiert ein Erdpunkt mit 835 km/h, am Äquator dagegen mit der doppelten Geschwindigkeit von 1670 km/h.

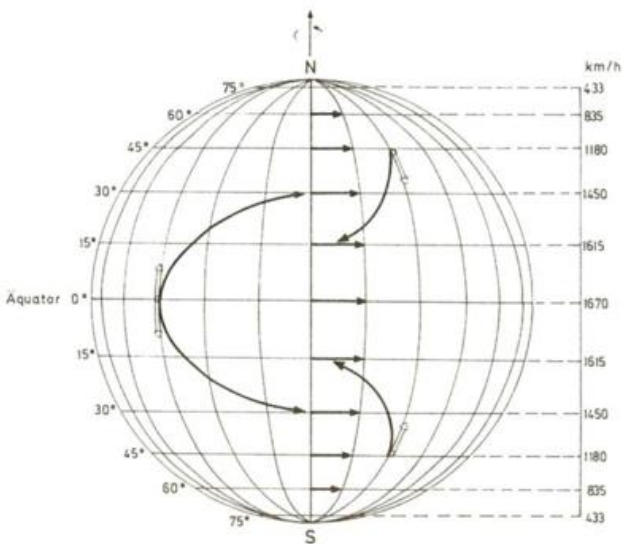


Abb. 6.7

Wirkung der Corioliskraft bei Meridionalbewegungen der Partikeln (rechts Rotationsgeschwindigkeit der Erdpunkte in den verschiedenen Breiten)

Beschleunigt man nun ein Teilchen vom Äquator in meridionaler Richtung, so behält es seinen absoluten Bewegungsimpuls, behält also neben der Meridionalbewegung auch die hohe Rotationsgeschwindigkeit bei. Da es aber bei seiner Bewegung Richtung Pol sofort in Bereiche mit geringerer Rotationsgeschwindigkeit gelangt, ist es schneller als die dort in Ruhe befindlichen Partikeln und eilt ihnen – im mitrotierenden System betrachtet – voraus. Umgekehrt gelangen Teilchen, die von hohen Breiten Richtung Äquator starten und eine relativ geringe Rotationsgeschwindigkeit mitbringen, in Bereiche, wo eine höhere Geschwindigkeit gefordert wird, so daß sie gegenüber den dort befindlichen Partikeln zurückbleiben müssen. Insgesamt resultiert daraus auf der Nordhalbkugel eine Ablenkung nach rechts, auf der Südhalbkugel nach links.

Die Ablenkung bei einer zonalen Partikelbewegung ergibt sich aus dem Wirken der durch die Erdrotation hervorgerufenen Zentrifugalkraft. Diese Kraft übt auf ruhende Teilchen keine Beschleunigung aus. Bewegen sich die Partikeln allerdings in zentraler Richtung, so verändert sich die Größe der Zentrifugal-

kraft für sie. Bei einer zusätzlichen Bewegung in Richtung der Erdrotation – also von West nach Ost – vergrößert sich die Zentrifugalkraft, der die Partikeln unterworfen sind, gegenüber dem Ruhewert, so daß eine Beschleunigung in Richtung Äquator und gleichzeitig vertikal nach oben resultiert. Bei einer entgegengesetzten Bewegung von Ost nach West verringert sich dagegen die Zentrifugalkraft für die Partikeln, so daß umgekehrt eine Beschleunigung polwärts und nach unten zu verzeichnen ist. Auch hier ergibt sich also wieder – wenn man nur die horizontalen Komponenten berücksichtigt – eine

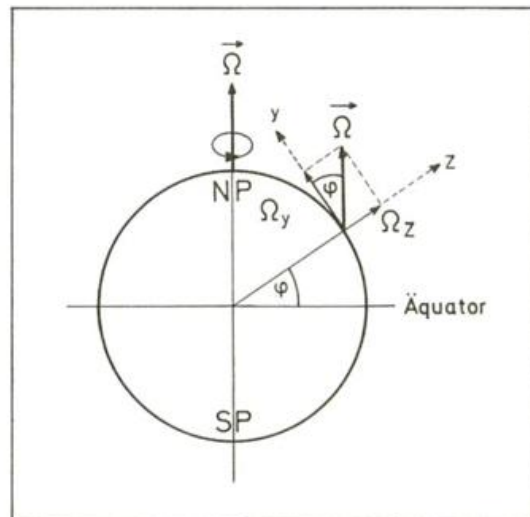


Abb. 6.8

Zur Zerlegung des Vektors der Erdrotation in Komponenten

Rechtsablenkung auf der Nordhalbkugel und eine Linksablenkung auf der Südhalbkugel.

Mathematisch ist die Corioliskraft \vec{F}_C gegeben durch die Vektorgleichung

$$\vec{F}_C = -2 m \vec{\Omega} \times \vec{V}, \quad (6.12)$$

wobei $\vec{\Omega}$ der Vektor der Erdrotation ist, der die Richtung der Erdachse vom Südpol zum Nordpol besitzt. Der Betrag von Ω ist $7,29 \cdot 10^{-5} \text{ rad s}^{-1}$. \vec{V} ist der dreidimensionale Windvektor.

Für die aus der Corioliskraft resultierende Coriolisbeschleunigung kann man analog schreiben

$$\vec{a}_C = \frac{\vec{F}_C}{m} = -2 \vec{\Omega} \times \vec{V}. \quad (6.13)$$

Zerlegt man den Vektor der Erdrotation und den Windvektor in die Komponenten eines kartesischen Koordinatensystems mit der x-Achse in West-Ost-Richtung und führt das Vektorprodukt aus, so erhält man mit den Ω -Komponenten

$$\begin{aligned} \Omega_x &= 0 \quad (\text{weil } \Omega \text{ senkrecht auf der x-Achse steht}) \\ \Omega_y &= \Omega \cos \varphi \\ \Omega_z &= \Omega \sin \varphi \end{aligned}$$

(hierzu Abb. 6.8) und den V-Komponenten u, v, w für die Coriolisbeschleunigung

$$\vec{a}_C = \vec{i}(2\Omega \sin \varphi \cdot v - 2\Omega \cos \varphi \cdot w) - \vec{j}(2\Omega \sin \varphi \cdot u) + \vec{k}(2\Omega \cos \varphi \cdot u)$$

Quantitative Abschätzungen führen zu dem Ergebnis, daß die Vertikalkomponente $2\Omega \cos \varphi \cdot u$ auch bei hohen Windge-

schwindigkeiten gegenüber der Schwerebeschleunigung g vernachlässigt werden kann. Ebenso ist der Term der x -Komponente $2\Omega\cos\varphi \cdot w$ im allgemeinen klein gegenüber dem Term $2\Omega\sin\varphi \cdot v$, da die Vertikalgeschwindigkeiten in großräumigen Strömungssystemen um mehrere Größenordnungen kleiner sind als die Horizontalgeschwindigkeiten, so daß auch dieser Term vernachlässigbar ist.

Für die Horizontalkomponente der Coriolisbeschleunigung \vec{a}_{CH} erhält man somit in guter Näherung

$$\vec{a}_{CH} = 2\Omega \sin\varphi (\vec{v}_i - u\vec{j})$$

Der Ausdruck in der Klammer ist identisch mit $-\vec{k} \times \vec{V}_H$ und es wird

$$\vec{a}_{CH} = -2\Omega \sin\varphi \vec{k} \times \vec{V}_H \text{ bzw.}$$

$$\vec{a}_{CH} = -f \vec{k} \times \vec{V}_H,$$

wenn man den Coriolisparameter $f = 2\Omega\sin\varphi$ benutzt. f hat die Größenordnung 10^{-4}s^{-1} . Die in der Horizontalen wirkende Coriolisbeschleunigung ist somit zu einem proportional der Windgeschwindigkeit V und zum anderen dem Sinus der geographischen Breite φ . Sie ist darum am Äquator Null und erreicht – bei gleicher Windgeschwindigkeit – am Pol ihr Maximum. Sie greift entsprechend dem Vektorprodukt $-\vec{k} \times \vec{V}_H$ senkrecht zum horizontalen Windvektor \vec{V}_H an – nach rechts auf der Nordhalbkugel, nach links auf der Südhalbkugel, wo φ negativ zu zählen ist.

6.3.3 Die Reibungskraft

An der Erdoberfläche wird die Luftbewegung durch die Reibungskraft \vec{F}_R gebremst. Die Stärke dieser Kraft nimmt zu einem mit der Rauigkeit des jeweiligen Untergrunds, zum anderen mit der Windgeschwindigkeit zu. Die Reibungskraft beeinflusst aber nicht nur die unmittelbar dem Boden anliegende Luft, sondern auch höhere Luftschichten. Das liegt daran, daß durch die vertikale Windzunahme oberhalb der Erdoberfläche Turbulenz ausgelöst wird, die zu einem vertikalen Austausch und – in Abhängigkeit von der thermischen Schichtung – zu einer mehr oder weniger starken Durchmischung der Luft führt. Damit wird die Reibungswirkung auf einen Höhenbereich übertragen, der sich vom Boden bis etwa 1000 m über Grund erstreckt. Dieser von der Bodenreibung erfaßte Bereich wird als *planetarische Grenzschicht* bezeichnet (vgl. Kap. 1.8.1).

Der einfachste Ansatz über Richtung und Betrag der Reibungskraft ist der von C. GULDBERG und H. MOHN. Danach wirkt die Reibungskraft dem horizontalen Windvektor direkt entgegen, und man kann schreiben

$$\vec{F}_R = -m \mu \vec{V}_H \text{ bzw.} \quad (6.14)$$

$$\vec{a}_R = -\mu \vec{V}_H \quad (6.15)$$

μ ist ein Reibungsfaktor mit der Dimension s^{-1} , der von der Rauigkeit der Erdoberfläche und von der Stabilität der thermischen Schichtung abhängt. Er nimmt mit der Höhe ab und wird an der Obergrenze der planetarischen Grenzschicht Null.

6.4 Die Bewegungsgleichungen für eine horizontale Luftbewegung

Die Bewegung der Partikeln in der Horizontalen wird

bestimmt durch die Resultierende aus den angreifenden Kräften:

$$\vec{F}_H = \vec{F}_{PH} + \vec{F}_{CH} + \vec{F}_R \quad (6.16)$$

Für die individuelle Beschleunigung der Partikeln gilt somit

$$\vec{a}_H = \frac{d\vec{V}_H}{dt} = \vec{a}_{PH} + \vec{a}_{CH} + \vec{a}_R \quad (6.17)$$

Eingesetzt ergibt sich daraus die Bewegungsgleichung

$$\frac{d\vec{V}_H}{dt} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla}_H p - f \vec{k} \times \vec{V}_H - \mu \vec{V}_H \quad (6.18)$$

Für die Bewegung auf Druckflächen gilt analog

$$\frac{d\vec{V}_H}{dt} = -\vec{\nabla}_p \Phi - f \vec{k} \times \vec{V}_H - \mu \vec{V}_H. \quad (6.19)$$

Die Beschleunigung der Partikeln $\frac{d\vec{V}_H}{dt}$ umfaßt sowohl Änderungen der Partikelgeschwindigkeit als auch Änderungen der Bewegungsrichtung. Es ist zweckmäßig, die Beschleunigung in diese beiden Anteile aufzuspalten. Das geschieht am besten in einem natürlichen Koordinatensystem. Es wird an eine Trajektorie angelegt (Abb.6.9). Die s -Koordinate mit dem Einheitsvektor \vec{t} verläuft tangential zur Trajektorie in Richtung des Windvektors \vec{V}_H , die n -Koordinate mit dem Einheitsvektor \vec{n} senkrecht dazu nach links, wenn man in Richtung des Windes blickt.

In diesem Koordinatensystem ist der horizontale Windvektor darstellbar durch

$$\vec{V}_H = V \vec{t},$$

wobei V die Windgeschwindigkeit ist. Für die horizontale Beschleunigung folgt dann bei Beachtung der Produktregel

$$\frac{d\vec{V}_H}{dt} = \frac{dV}{dt} \vec{t} + V \frac{d\vec{t}}{dt}. \quad (6.20)$$

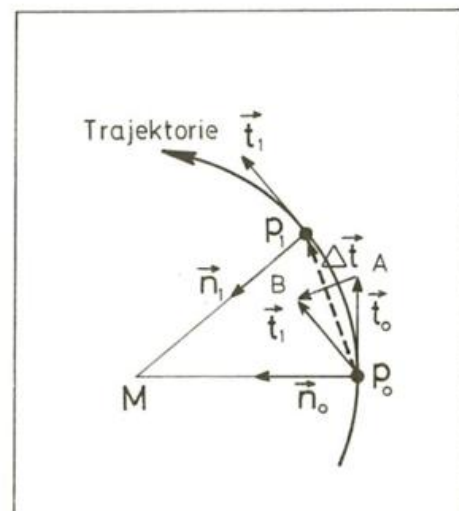


Abb. 6.9

Zur Aufspaltung der Beschleunigung in die zeitliche Änderung der Geschwindigkeit und die Änderung der Bewegungsrichtung

Der erste Term rechts gibt die zeitliche Änderung der Partikelgeschwindigkeit wieder. Der zweite Term beschreibt die Richtungsänderung des Partikels in Form der damit verbundenen Änderung des tangentialen Einheitsvektors.

Zur Interpretation von $\frac{d\vec{t}}{dt}$ benutzen wir Abbildung 6.9, auf der eine gekrümmte Trajektorie dargestellt ist. Das Partikel habe zur Zeit t_0 die Position P_0 und zur Zeit $t_0 + \Delta t$ die Position P_1 inne. \vec{t}_0 und \vec{t}_1 sind die zu beiden Positionen gehörenden tangentialen, \vec{n}_0 und \vec{n}_1 die normalen Einheitsvektoren. Da M der Mittelpunkt des Krümmungskreises der Trajektorie ist, sind die beiden Strecken MP_0 und MP_1 mit dem Krümmungsradius R_t der Trajektorie identisch.

Man erkennt sofort, daß die beiden Dreiecke MP_0P_1 und P_0AB einander ähnlich sind. Es gilt somit

$$\left| \frac{\Delta \vec{t}}{\vec{t}} \right| = \left| \frac{\vec{P_0P_1}}{R_t} \right| = \frac{\Delta s}{R_t}.$$

Da der Betrag von \vec{t} gleich eins ist, folgt weiter

$$\left| \frac{d\vec{t}}{dt} \right| = \frac{\Delta s}{R_t \Delta t}$$

und bezogen auf die Zeitspanne Δt

$$\left| \frac{d\vec{t}}{dt} \right| = \frac{1}{R_t} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{1}{R_t} V_M,$$

wobei V_M die mittlere Geschwindigkeit des Partikels auf der Strecke Δs darstellt. Durch Grenzübergang erhält man

$$\left| \frac{d\vec{t}}{dt} \right| = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{R_t} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{V}{R_t}$$

Aus der Abbildung 6.9 ist abzulesen, daß $d\vec{t}$ in Richtung der Normalen \vec{n} weist, so daß vektoriell gilt

$$\frac{d\vec{t}}{dt} = \frac{V}{R_t} \vec{n} = V K_t \vec{n}$$

$K_t = \frac{1}{R_t}$ ist dabei die Krümmung der Trajektorie. Wie bereits in Kapitel 6.1 definiert, haben R_t bzw. K_t positives Vorzeichen bei zyklonaler Krümmung und negatives Vorzeichen bei antizyklonaler Krümmung der Trajektorie.

Eingesetzt in (6.20), erhält man für die horizontale Beschleunigung

$$\frac{d\vec{V}_H}{dt} = \frac{dV}{dt} \vec{t} + \frac{V^2}{R_t} \vec{n} \quad (6.21)$$

Der erste Term rechts wird als tangentiale Beschleunigung bezeichnet; sie ist betragsmäßig gleich der Geschwindigkeitsänderung des Partikels. Bei Geschwindigkeitszunahme wirkt sie in Bewegungsrichtung, bei Geschwindigkeitsabnahme entgegengesetzt dazu.

Der zweite Term ist die normale oder Zentripetalbeschleunigung; ihre Größe ist abhängig von der Geschwindigkeit und der Krümmung der Partikelbahn. Sie zwingt die Partikel zur Richtungsänderung und ist deshalb senkrecht zur Bahn nach innen, zum Krümmungsmittelpunkt hin, orientiert. Ein auf der gekrümmten Partikelbahn mitbewegter Beobachter empfindet sie als Zentrifugalbeschleunigung in entgegengesetzter Richtung, vom Krümmungsmittelpunkt nach außen gerichtet.

Will man für die beiden Anteile der Beschleunigung entsprechende Bewegungsgleichungen formulieren, muß man die

angreifenden Kräfte in ihre Komponenten in s- und n-Richtung aufspalten. Es gilt

$$\vec{a}_{pH} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla}_{HP} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} \vec{t} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} \vec{n} \quad (6.22)$$

bzw.

$$\vec{a}_{pH} = -\vec{\nabla}_p \Phi = -\frac{\partial \Phi}{\partial s} \vec{t} - \frac{\partial \Phi}{\partial n} \vec{n} \quad (6.23)$$

Die Coriolisbeschleunigung \vec{a}_{CH} hat nur eine Komponente in negativer n-Richtung

$$\vec{a}_{CH} = -fV\vec{n}, \quad (6.24)$$

die aus der Reibungskraft resultierende Beschleunigung dagegen nach dem Gulberg-Mohn-Ansatz nur eine Komponente in negativer s-Richtung

$$\vec{a}_R = -\mu V \vec{t}. \quad (6.25)$$

Daraus ergeben sich die beiden Komponenten-Gleichungen für die tangentiale und die normale Beschleunigung:

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} - \mu V = -\frac{\partial \Phi}{\partial s} - \mu V \quad (6.26)$$

$$\frac{V^2}{R_t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} - fV = -\frac{\partial \Phi}{\partial n} - fV. \quad (6.27)$$

6.5 Gleichgewichtsformen des horizontalen Windfeldes

6.5.1 Der Eulersche Wind

Wenn bei geradliniger Bewegung alle Kräfte bis auf die Druckgradientkraft verschwinden, spricht man vom *Eulerschen Wind*. Für ihn gilt

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} = -\frac{\partial \Phi}{\partial s} \quad (6.28)$$

Der Eulersche Wind ist somit eine beschleunigte Bewegung in Richtung des Druckgefälles. Da die Corioliskraft nur am Äquator Null ist, ist diese Form des Windes in reiner Form nur in Äquatornähe oberhalb der Reibungsschicht möglich. Da aber durch die Bewegung in Richtung des Druckgefälles Masse vom hohen zum tiefen Druck transportiert wird, wird damit auch das Druckgefälle abgebaut. Deshalb ist das Druckgefälle und mit ihm der Wind in Äquatornähe gering. Die Zone ist als Calmenzone bekannt.

In unseren Breiten tritt der Eulersche Wind als Zusatzkomponente des Windfeldes in Erscheinung, wenn eine Bewegung beginnt oder die Geschwindigkeit der Partikel sich ändern soll.

6.5.2 Der antitriptische Wind

Betrachtet man die Verhältnisse in Bodennähe und läßt zusätzlich zur Druckgradientkraft noch die Reibungskraft wirken, so erweitert sich die Eulersche Windgleichung zu

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} - \mu V = -\frac{\partial \Phi}{\partial s} - \mu V. \quad (6.29)$$

Da die Reibung dem Wind und damit hier der Druckgradientkraft entgegengesetzt angreift und mit anwachsender Partikelgeschwindigkeit ebenfalls zunimmt, stellt sich bei einer

bestimmten Geschwindigkeit ein Kräftegleichgewicht zwischen Druckgradientkraft (\vec{F}_{pH}) und Reibungskraft (\vec{F}_R) ein und dV/dt wird Null (s. Abb. 6.10).

Der dann herrschende Wind wird als antitriptischer Wind bezeichnet. Für ihn kann man schreiben

$$V_a = -\frac{1}{\rho\mu} \frac{\partial p}{\partial s} = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial \Phi}{\partial s} \quad (6.30)$$

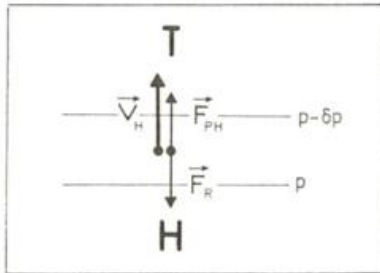


Abb. 6.10
Antitriptischer Wind

6.5.3 Der geostrophische Wind

Oberhalb der planetarischen Grenzschicht kann die Reibungskraft vernachlässigt werden, und die horizontale Bewegungsgleichung hat die Form

$$\frac{d\vec{V}_H}{dt} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla}_p - f\vec{k} \times \vec{V}_H = -\vec{\nabla}_p \Phi - f\vec{k} \times \vec{V}_H \quad (6.31)$$

bzw. – für die beiden Beschleunigungsanteile aufgespalten –

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} = -\frac{\partial \Phi}{\partial s} \quad (6.32)$$

$$\frac{V^2}{R_t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} - fV = -\frac{\partial \Phi}{\partial n} - fV \quad (6.33)$$

Unterstellt man nun, daß die horizontale Beschleunigung total verschwindet, daß also die Partikeln geradlinigen Bahnen folgen ($R_t = \infty$) und dabei isobaren- bzw. isohypsenparallel strömen, so herrscht ein Gleichgewicht zwischen Druckgradientkraft (\vec{F}_{pH}) und Corioliskraft (\vec{F}_C), das als *geostrophisches Gleichgewicht* bezeichnet wird.

Der zu dieser Balance gehörende Wind ist der geostrophische Wind. Für ihn ergibt sich aus (6.31), wenn man die Beschleunigung Null setzt,

$$\vec{V}_g = -\frac{1}{\rho f} \vec{\nabla}_p \times \vec{k} = -\frac{1}{f} \vec{\nabla}_p \Phi \times \vec{k} \quad (6.34)$$

bzw. im natürlichen Koordinatensystem

$$V_g = -\frac{1}{\rho f} \frac{\partial p}{\partial n} = -\frac{1}{f} \frac{\partial \Phi}{\partial n} \quad (6.35)$$

Der geostrophische Windvektor ist – wie Abbildung 6.11 zeigt – senkrecht zum Druck- bzw. Potentialgradienten orientiert, wobei dieser – mit dem Wind blickend – auf der Nordhalbkugel nach links und auf der Südhalbkugel nach rechts weist.

Das bedeutet mit anderen Worten, daß der geostrophische Wind parallel zu den Isobaren oder Isohypsen weht mit dem tiefen Druck auf der Nordhalbkugel zur Linken, auf der Südhalbkugel zur Rechten. Seine Geschwindigkeit ist direkt proportional dem Druck- bzw. Isohypsengefälle und umgekehrt proportional dem Coriolisparameter f , also der Breite φ . D. h. die Stärke des geostrophischen Windes ist dem Isobaren- bzw. Isohypsenabstand umgekehrt proportional, wobei er bei gleichem Abstand der Linien in niedrigen Breiten stärker ist als in hohen Breiten. Bei gleicher geostrophischer Windgeschwindigkeit müssen umgekehrt die Isobaren oder Isohypsen in niedrigen Breiten weiter auseinanderliegen 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.

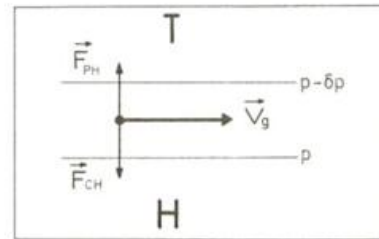


Abb. 6.11
Geostrophischer Wind

Vergleicht man Windmessungen aus der freien Atmosphäre mit den für den jeweiligen Zustand gültigen geostrophischen Windwerten, so stellt man fest, daß die Abweichungen im allgemeinen relativ klein sind. Die Atmosphäre ist also offensichtlich bestrebt, im Zustand der geostrophischen Balance zu sein und zu bleiben, und der geostrophische Wind stellt dementsprechend eine gute Näherung für die wahren Strömungsverhältnisse dar.

Wegen der meist geringen Unterschiede zum wahren Wind kann man bei der synoptischen Analyse mit gutem Erfolg von der geostrophischen Gleichgewichtsbeziehung Gebrauch machen und von den gemessenen Winden auf die Druck- bzw. Potentialverteilung schließen oder umgekehrt aus dem Isobaren- bzw. Isohypsenfeld Richtung und Geschwindigkeit des mutmaßlich herrschenden Windes ermitteln. Hierzu ist die Verwendung eines geostrophischen Windlineals hilfreich, das aufgrund folgender Überlegungen konstruiert werden kann:

Für eine vorgegebene Potentialdifferenz von z.B. $\Delta\Phi = 8$ gpdam und eine bestimmte geographische Breite enthält die geostrophische Windgleichung (6.35) nur noch zwei veränderliche Größen V_g und Δn , die sich als Wertepaare zusammenstellen und auf einem durchsichtigen Nomogramm für verschiedene Breiten auftragen lassen. Mit $\Delta\Phi = 8$ gpdam erhält man für den Isohypsenabstand Δn folgende Gleichung:

$$\Delta n = \frac{9.8 \cdot 80}{f \cdot V_g} = \frac{784}{f V_g}$$

Δn hat dabei die Dimension m, wenn V_g in m/s gegeben ist. Es ist allerdings zweckmäßiger, Δn in km zu bestimmen.

Dazu ist die rechte Seite der Gleichung mit 10^{-3} zu multiplizieren. Außerdem wird die Windgeschwindigkeit in der synoptischen Praxis in Knoten gemessen, wofür die Umrechnung

$$1 \text{ m s}^{-1} = 1.94 \text{ Kn}$$

gilt.

Unter Berücksichtigung dieses Sachverhalts erhält man

$$\Delta n \approx \frac{1.5}{fV_g}$$

mit Δn in km und V_g in Kn.

Mit den Werten des Coriolisparameters der Tabelle 6.1 erhält man die in Tabelle 6.2 wiedergegebenen, auf 10 km gerundeten Werte für Δn und V_g für verschiedene geographische Breiten bei einer Isohypsendifferenz von 8 gpdam (10 hPa).

Tab. 6.1: Coriolisparameter $f = 2 \omega \cdot \sin \varphi$ in Abhängigkeit von der geographischen Breite φ

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

Tab. 6.2: Isohypsenabstand in km für 80 gpm in Abhängigkeit von φ und V_g

V_g in Kt	φ 90°	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

Um mit Hilfe des Windlineals die geostrophische Windschwindigkeit aus dem Isohypsenabstand zu bestimmen, legt man die linke Kante des Lineals tangential so an eine Isohypse an, daß die Breitenlinie des betreffenden Punktes senkrecht auf der Isohypse steht. Wo die nächste Isohypse die Breitenlinie schneidet, liest man den geostrophischen Wind ab.

Man kann das Windlineal natürlich auch für 4 gpdam Isohypsendifferenz bzw. 5 hPa Druckdifferenz verwenden, indem man die resultierenden Geschwindigkeitswerte halbiert.

Die untere Darstellung auf dem geostrophischen Windlineal gibt die Strecke auf der Karte an, welche die Partikel bei einer bestimmten Geschwindigkeit innerhalb von 24 Stunden zurücklegen.

6.5.4 Der Gradientwind

Durchlaufen die Partikel gekrümmte Bahnen, so bleibt in dem Gleichungspaar (6.32/6.33) die Zentripetalbeschleunigung erhalten. Setzen wir die tangentielle Beschleunigung Null, so erhalten wir die Gleichgewichtsform des Gradientwindes, für den als Bestimmungsgleichung

$$\frac{V_G^2}{R_t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} - fV_G = -\frac{\partial \Phi}{\partial n} - fV_G \quad (6.36)$$

resultiert.

Man erkennt aus der Formel und aus der Abbildung 6.13, daß Druckgradientkraft (F_{PH}) und Corioliskraft (F_{CH}) jetzt nicht mehr völlig im Gleichgewicht sind. Bei zyklonal gekrümmter Bahn mit $R_t > 0$ muß vielmehr die nach links angreifende Druckgradientkraft etwas größer sein als die nach rechts wirkende Corioliskraft, damit das Partikel die geforderte Rich-



Abb. 6.12 Geostrophisches Windlineal

Diese Wertpaare lassen sich in einem Diagramm zu einem geostrophischen Windlineal zusammenstellen, wobei Δn im Maßstab der Karte und unter Berücksichtigung der Projektionsverzerrung zu zeichnen ist. Die Abbildung 6.12 zeigt ein so konstruiertes Windlineal für 8 gpdam Potential- bzw. 10 hPa Druckdifferenz und eine stereographische Projektion in 60° N im Maßstab von 1:15 Mill.

tungsänderung nach links durchführt. Bei antizyklonal gekrümmter Bahn mit $R_t < 0$ muß umgekehrt die Corioliskraft die Druckgradientkraft übertreffen, damit das Partikel nach rechts einbiegt.

$$\text{Da gemäß } -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} = -\frac{\partial \Phi}{\partial n} = fV_G$$

jedem Druck- bzw. Geopotentialgradienten ein definierter geostrophischer Wind V_g entspricht, kann man für (6.36) auch schreiben

$$V_G^2 + R_1 f V_G - R_1 f V_g = 0. \quad (6.37)$$

Das ist eine quadratische Gleichung der allgemeinen Form

$$x^2 + px + q = 0,$$

für die sich als Lösung

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

ergibt. Mit $p = R_1 f$ und $q = R_1 f V_g$ erhält man somit für den Gradientwind

$$V_{G1,2} = -\frac{fR_1}{2} \pm \sqrt{\frac{f^2 R_1^2}{4} + fR_1 V_g} \quad (6.38)$$

Daraus folgt, daß bei zyklonaler Trajektorienkrümmung ($R_1 > 0$) der Gradientwind eine geringere Geschwindigkeit besitzt als der dem gleichen Druck- oder Potentialgradienten entsprechende geostrophische Wind. Man sagt, der zyklonale Gradientwind ist *subgeostrophisch* (sub = unter). Umgekehrt ergibt sich entlang einer antizyklonal gekrümmten Trajektorie ($R_1 < 0$) bei Überwiegen der Corioliskraft über die Druckgradientkraft ein Gradientwind, der eine höhere Geschwindigkeit aufweist als der geostrophische Wind und somit *supergeostrophisch* (super = über) ist.

Damit aus (6.38) physikalisch mögliche Lösungen resultieren, darf der Ausdruck unter der Wurzel nicht negativ werden. Das bedeutet, daß

$$\frac{f^2 R_1^2}{4} + fR_1 V_g \geq 0$$

sein muß. Bei positivem Radius – zyklonaler Krümmung also – ist das auf jeden Fall gewährleistet. Beim negativen Radius

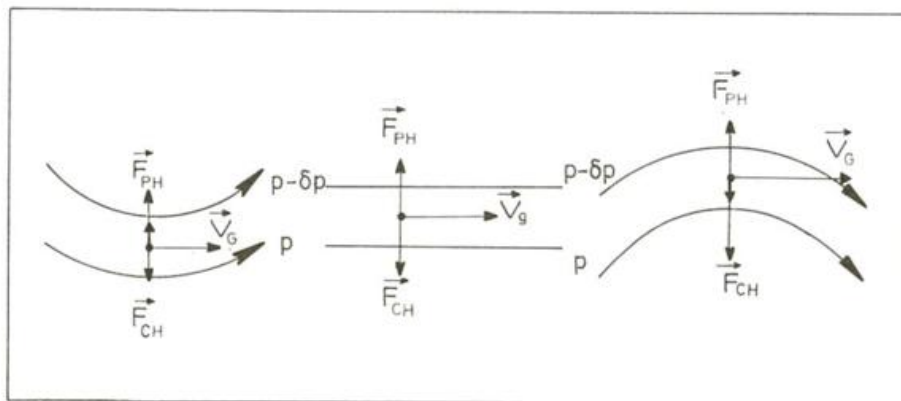


Abb. 6.13
Gradientwind und geostrophischer Wind

Für zyklonale Trajektorienkrümmung ($R_1 > 0$) führt nur das positive Vorzeichen vor der Wurzel zu einem physikalisch sinnvollen Ergebnis, da sonst negative Geschwindigkeiten resultieren, die eine entgegengesetzte Bewegungsrichtung signalisieren würden. Im Bereich der existierenden zyklonalen Gebilde werden auch nur Winde beobachtet, die dieser positiven Lösung entsprechen.

Für antizyklonal gekrümmte Trajektorien ($R_1 < 0$) ergeben sich zwei Lösungen, von denen die mit der geringeren Geschwindigkeit – mit dem Minus-Zeichen vor der Wurzel – den atmosphärischen Bedingungen entspricht. Man kann somit sagen, daß in Gleichung (6.38) das Plus-Zeichen vor der Wurzel den normalen zyklonalen Gradientwind und das Minus-Zeichen vor der Wurzel den normalen antizyklonalen Gradientwind beschreibt.

Wegen des Verschwindens der tangentialen Beschleunigung stimmt die Richtung des Gradientwindes mit der des geostrophischen Windes überein. Charakteristische Unterschiede ergeben sich aber hinsichtlich der Geschwindigkeit. Aus (6.37) erhält man für das Verhältnis

$$\frac{V_g}{V_G} = 1 + \frac{V_G}{fR_1}. \quad (6.39)$$

antizyklonal gekrümmter Trajektorien dagegen ergibt sich aus obiger Forderung ein Mindestwert für den Betrag des Radius in Abhängigkeit von der Stärke des geostrophischen Windes

$$|R_1| \geq \frac{4 V_g}{f}$$

bzw. ein Maximalwert für den Betrag des Druckgradienten bei antizyklonaler Trajektorienkrümmung

$$\left(-\frac{\partial p}{\partial n}\right) \leq \left|\frac{\rho f^2 R_1}{4}\right|.$$

Mit abnehmendem Krümmungsradius muß also auch der Druckgradient geringer werden. Das gilt z.B. für stationäre oder langsam wandernde Hochdruckgebiete, in deren Bereich die Trajektorien – oberhalb der Bodenreibungszone – weitgehend mit Isobaren bzw. Isohypsen identisch sind: Zum Zentrum solcher Antizyklonen hin wird deshalb der Isobarenabstand immer größer und die Winde werden immer schwächer. Im Profil aufgezeichnet, weist ein solches Hochdruckgebiet eine sanft gerundete Kuppe auf, während ein Tief durchaus ein markanter Trichter im Druckfeld sein kann mit starken Winden in unmittelbarer Kernnähe.

Im Grenzfall, wenn der Ausdruck unter der Wurzel in (6.38) verschwindet, erhält man für die Höchstgeschwindigkeit des antizyklonalen Gradientwindes in Abhängigkeit vom Krümmungsradius

$$V_{Gmax} = -\frac{fR_1}{2}$$

Da für den geostrophischen Wind gleichzeitig

$$V_g = -\frac{fR_1}{4}$$

gilt, folgt

$$V_{Gmax} = 2 V_g$$

Der antizyklonale Gradientwind kann also äußerstenfalls die doppelte Geschwindigkeit des geostrophischen Windes erreichen. Eine stärker antizyklonal gekrümmte Bahn könnten die Partikeln nicht mehr durchlaufen.

Wegen der Berücksichtigung der zentripetalen Beschleunigung beschreibt der Gradientwind den wahren Wind sicher besser, als dies mit der Gleichgewichtsform des geostrophischen Windes möglich ist. In der Praxis kann man davon allerdings kaum Gebrauch machen, da man die Trajektorien der Luftpartikeln nicht kennt und ihre Krümmung erheblich von der Krümmung der Isohypsen abweichen. Eine strikte Verwendung der beobachteten Winde als Gradientwinde – von der Isohypsenkrümmung ausgehend – würde deshalb im allgemeinen zu größeren Analysefehlern führen als die Benutzung des geostrophischen Windes. Allerdings sollte man bei der Analyse die Unterschiede zum Gradientwind zumindest qualitativ berücksichtigen.

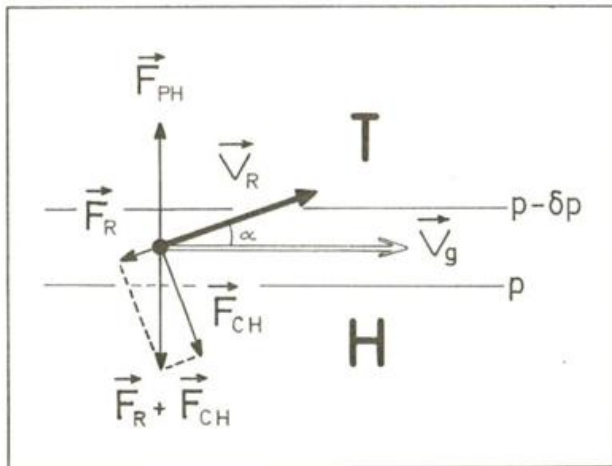


Abb. 6.14

Reibungswind und geostrophischer Wind in Bodennähe

6.5.5 Der Reibungswind

Die Luftströmungen in Bodennähe und innerhalb der planetarischen Grenzschicht werden entscheidend durch die vom Untergrund ausgehende Reibungskraft \vec{F}_R bestimmt. Nach dem einfachen Ansatz

$$\vec{F}_R = -\mu \vec{V}_H$$

bewirkt die Reibung eine Verzögerung der Bewegung, so daß die Winde schwächer sind als der geostrophische Wind. Da

damit aber auch die Corioliskraft \vec{F}_{CH} kleiner ist als die Druckgradientkraft \vec{F}_{PH} , erfahren die Partikeln eine Ablenkung zum tiefen Druck, bis sich eine Balance zwischen den drei Kräften ergibt.

Diese Balance ist in Abbildung 6.14 dargestellt. Man sieht, daß dann die Resultierende aus Reibungs- und Corioliskraft $\vec{F}_R + \vec{F}_{CH}$ der Druckgradientkraft \vec{F}_{PH} die Waage hält. Der dazugehörige Reibungswind ist subgeostrophisch ($V < V_g$) und von der Isobarenrichtung um den Winkel α zum tiefen Druck abgelenkt.

Das Verhältnis V/V_g und der Ablenkungswinkel α sind abhängig von der Bodenrauigkeit, von der Stärke der Turbulenz und damit des vertikalen Impulsaustauschs sowie von der Breite. Je rauher der Untergrund, desto stärker ist die von ihm

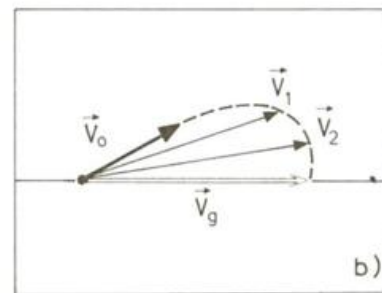


Abb. 6.15

Vertikale Änderung des Windvektors in der planetarischen Grenzschicht (Ekman-Spirale)

ausgehende Reibungswirkung, desto geringer ist also auch das Verhältnis V/V_g und desto größer wird α . Man erkennt das am Unterschied der Werte, die im Mittel für Ozean und Festland anzusetzen sind. Für den Bodenwind über See beträgt das Verhältnis V/V_g etwa 0,8 und der Ablenkungswinkel ist mit 10° – 20° relativ gering. Über Land muß man dagegen im Mittel ein Verhältnis von 0,5 und einen deutlichen Ablenkungswinkel gegen die Isobaren von 30° annehmen.

Die Stärke der Turbulenz ist abhängig von der Stabilität der thermischen Schichtung (s. Kap. 6.9.2). Je stabiler die Luftmassen geschichtet sind, desto schwächer sind die turbulenten Vertikalbewegungen und der vertikale Impulstransport und umso stärker kann sich die Bodenreibung auswirken. Deshalb sind in einer klaren Nacht mit Inversionsbildung die Bodenwinde besonders schwach, und der Ablenkungswinkel nimmt besonders große Werte an. An einem Strahlungstag dagegen, an dem durch die Erwärmung vom Boden eine adiabatische Schichtung innerhalb der Grenzschicht entsteht und die Turbulenz nicht mehr gedämpft wird, ist der Bodenwind relativ stark und nur wenig von der geostrophischen Richtung abgelenkt.

Wegen der unterschiedlichen Stärke der Corioliskraft ist die Abweichung des Reibungswindes vom geostrophischen Wind auch breitenabhängig. Mit abnehmender Breite wächst mit abnehmender Corioliskraft der Ablenkungswinkel gegen die Isobarenrichtung an. In Äquatornähe, wo die Corioliskraft verschwindet, erreicht α 90° . Das dann mögliche Gleichgewicht zwischen Druckgradientkraft und Reibungskraft allein wurde bereits in Kapitel 6.5.2 beschrieben.

Da die Reibungswirkung innerhalb der Grenzschicht mit der Höhe abnimmt, wird auch ihr Einfluß auf die Windverhält-

nisse in der Vertikalen immer geringer. An der Obergrenze der Grenzschicht, wo die Reibungskraft verschwindet, kann man in erster Näherung geostrophisches Gleichgewicht annehmen. Vom Boden bis zur Obergrenze der Grenzschicht dreht deshalb der Wind mit der Höhe nach rechts und nimmt an Geschwindigkeit zu, um an der Obergrenze isobarenparallel mit einer Geschwindigkeit zu wehen, die dem Druckgradienten entspricht. Stark vereinfacht läßt sich die Änderung des horizontalen Windvektors innerhalb der planetarischen Grenzschicht durch eine logarithmische Spirale beschreiben, die nach einem schwedischen Ozeanographen als Ekman-Spirale bezeichnet wird (vgl. Abb. 6.15).

6.5.6 Der zyklotrophische Wind

Durchlaufen die Partikeln in einer reibungsfreien Strömung stark gekrümmte Trajektorien, so wird bei hoher Windgeschwindigkeit die Zentripetalbeschleunigung V^2/R_t so groß, daß sie gegenüber der Coriolisbeschleunigung vernachlässigt werden kann. Aus (6.33) wird dann

$$\frac{V^2}{R_t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} = -\frac{\partial \Phi}{\partial n}$$

bzw.

$$V = \pm \sqrt{-\frac{R_t}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n}} = \pm \sqrt{-R_t \frac{\partial \Phi}{\partial n}} \quad (6.40)$$

Die resultierende Gleichgewichtsströmung wird als *zyklotrophischer Wind* bezeichnet. Sie erfolgt in Kreisbahnen um ein Tiefdruckzentrum und kann sowohl zyklonal – gegen den Uhrzeigersinn – als auch antizyklonal – im Uhrzeigersinn – verlaufen (Abb. 6.16).

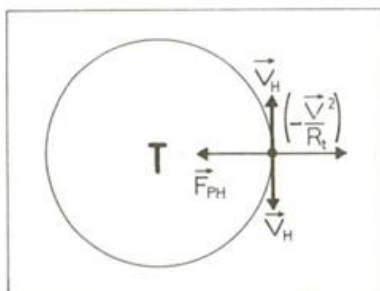


Abb. 6.16
Zyklotrophischer Wind

Das Druckgefälle ist dabei proportional V^2/R_t , wächst also bei gleichbleibender Windgeschwindigkeit zum Rotationszentrum an. Der zyklotrophische Wind beschreibt die Strömungsverhältnisse im Bereich von Tromben und Tornados und ähnlichen kleinräumigen Wirbeln.

6.5.7 Trägheitsströmung oder Inertialwind

Gelangt ein Luftquantum mit der Geschwindigkeit V in ein Gebiet ohne Druckgegensätze und ohne Reibung, so behält es nach dem Trägheitsprinzip seinen Bewegungsimpuls bei. Im erdfesten System betrachtet, wird sein weiteres Verhalten dann nur durch die Corioliskraft bestimmt. Sie bewirkt eine ständige Rechtsablenkung, so daß das Partikel eine antizyklonale Kreisbahn – den sogenannten *Trägheitskreis* – durchläuft (s. Abb. 6.17).

Diese Bewegung wird als Inertialwind bezeichnet. Aus (6.33) wird in diesem Fall

$$\frac{V^2}{R_t} = -fV \quad \text{und somit} \quad R_t = -\frac{V}{f} \quad (6.41)$$

Der Krümmungsradius des Trägheitskreises ist demnach proportional der vorgegebenen Partikelgeschwindigkeit und umgekehrt proportional zur Breite. Am Äquator wird $R_t = \infty$; dort ist wegen des Fehlens der Corioliskraft keine derartige Inertialbewegung möglich.

Die Zeit T , die das Partikel benötigt, um den Trägheitskreis einmal zu durchlaufen, ergibt sich aus

$$T = -\frac{2\pi R_t}{V} = \frac{2\pi}{f}$$

Sie ist also von der Partikelgeschwindigkeit unabhängig und über f lediglich eine Funktion der Breite. Sie beträgt in mittleren Breiten etwa 17 Stunden, am Pol dagegen genau 12 Stunden. Ein Luftquantum durchläuft also am Pol während eines Tages zweimal den Trägheitskreis.

Da es kein Gebiet ohne Druckgegensätze gibt, kommen Inertialbewegungen in der geschilderten reinen Form in der Atmosphäre nicht vor. Man findet sie allerdings als Zusatzkomponente zur mittleren Strömung in den Bereichen, wo Partikeln richtungs- und geschwindigkeitsmäßig vom Strömungsgleichgewicht abweichen.

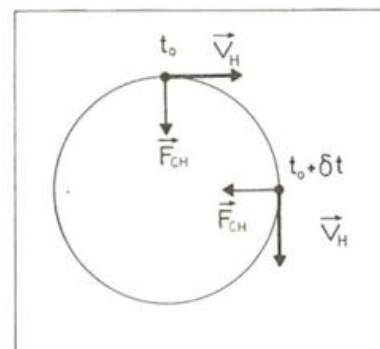


Abb. 6.17
Trägheitsbewegung

6.6 Ageostrophische Windkomponenten

Oberhalb der planetarischen Grenzschicht ist das geostrophische Gleichgewicht zwischen Druckgradientkraft und Corioliskraft – großräumiger betrachtet – weitgehend, jedoch nicht überall hundertprozentig erfüllt, so daß Beschleunigungen wirksam werden und die wahren Winde eine ageostrophische Komponente aufweisen. Diese ist zwar im allgemeinen klein, sie ist für die Wettervorgänge aber von ausschlaggebender Bedeutung.

Die ageostrophische Windkomponente ist definiert als die Vektordifferenz zwischen dem wahren Wind und dem geostrophischen Wind

$$\vec{V}^* = \vec{V}_H - \vec{V}_g \quad (6.42)$$

Sie kann also sowohl Abweichungen der Geschwindigkeit als auch der Richtung des wahren Windes vom geostrophischen Gleichgewichtswind beinhalten.

Man erhält eine interessante Beziehung zwischen der horizontalen Beschleunigung der Partikeln und dem ageostrophischen Windanteil, wenn man von der horizontalen Bewegungsgleichung in der Form (6.31) ausgeht:

$$\frac{d\vec{V}_H}{dt} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p - f\vec{V}_H \times \vec{k}$$

Die Beschleunigung durch die Druckgradientkraft kann man durch den geostrophischen Wind (6.34) ausdrücken, so daß man erhält

$$\frac{d\vec{V}_H}{dt} = f\vec{V}_H \times \vec{k} - f\vec{V}_g \times \vec{k}$$

Die beiden Vektorprodukte rechts lassen sich zusammenfassen, so daß schließlich folgt

$$\frac{d\vec{V}_H}{dt} = f(\vec{V}_H - \vec{V}_g) \times \vec{k} = f\vec{V}^* \times \vec{k} \quad (6.43)$$

Das bedeutet, daß die drei Vektoren \vec{V}^* , \vec{k} und $d\vec{V}_H/dt$ senkrecht aufeinander stehen und daß die horizontale Beschleunigung senkrecht zur ageostrophischen Windkomponente angreift und zwar nach rechts (auf der Nordhalbkugel).

Diese Beziehung soll im folgenden benutzt werden, um – ausgehend von der Beschleunigung – die verschiedenen Formen der ageostrophischen Windkomponente, die bei horizontaler Partikelbewegung in Erscheinung treten können, zu studieren. Die Beschleunigung läßt sich gemäß

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{d\vec{V}_g}{dt} + \frac{d\vec{V}^*}{dt}$$

aufspalten in einen geostrophischen und einen ageostrophischen Anteil. Wegen der oben angesprochenen Tendenz der Atmosphäre, die geostrophische Balance zu bewahren bzw. im Störungsfall möglichst rasch wieder herzustellen, wird die zeitliche Änderung von \vec{V}^* wohl immer klein sein gegenüber der von \vec{V}_g oder aber sie wird – wenn es sich um Schwingungen um die Gleichgewichtslage handelt – oszillatorisch verlaufen, so daß sie zumindest im zeitlichen Mittel vernachlässigt werden kann.

In erster Näherung kann man also die tatsächliche Beschleunigung, die ein Partikel in der Horizontalen erfährt, ersetzen durch die Änderungen des geostrophischen Windes, denen es entlang seiner Bahn ausgesetzt ist, und kann schreiben:

$$\frac{d\vec{V}}{dt} \approx \frac{d\vec{V}_g}{dt} = \frac{\partial \vec{V}_g}{\partial t} + v \frac{\partial \vec{V}_g}{\partial s} + w \frac{\partial \vec{V}_g}{\partial z} \quad (6.44)$$

Wie ändert sich nun der geostrophische Wind für ein Partikel? Er kann sich entsprechend (6.44) zum einen ändern am festen Ort – verbunden mit entsprechenden Veränderungen des Druckfeldes. Das wird ausgedrückt durch die lokale Änderung $\partial \vec{V}_g / \partial t$. Das Partikel erfährt aber auch eine individuelle Änderung von \vec{V}_g , wenn es bei seiner horizontalen Bewegung von einem Gebiet mit einem bestimmten Gleichgewichtswind in ein Gebiet mit einem anderen Gleichgewichtswind gelangt. Diese Änderung läßt sich darstellen durch $v \partial \vec{V}_g / \partial s$ wobei v die Partikelgeschwindigkeit und $\partial \vec{V}_g / \partial s$ die differentielle Änderung des geostrophischen Windes entlang der horizontalen Stromlinie bedeuten. Darüberhinaus wäre noch eine Änderung von \vec{V}_g bei einer vertikalen Partikelbewegung möglich, die aber hier nicht berücksichtigt werden soll.

Zur Behandlung des ersten Falles – der Änderung des geostrophischen Windes an einem festen Ort – benutzt man die

Definitionsgleichung des geostrophischen Windes (6.34), vernachlässigt mögliche zeitliche Dichteänderungen und erhält für den Vektor der lokalen Änderung des geostrophischen Windes

$$\frac{\partial \vec{V}_g}{\partial t} = -\frac{1}{\rho f} \vec{\nabla} \left(\frac{\partial p}{\partial t} \right) \times \vec{k} \quad (6.45)$$

und gemäß der Beziehung (6.43) für die damit verbundene ageostrophische Windkomponente

$$\vec{V}^* = -\frac{1}{\rho f^2} \vec{\nabla} \left(\frac{\partial p}{\partial t} \right) \quad (6.46)$$

Das ist gleichbedeutend damit, daß – wie in Abb. 6.18 dargestellt – der Änderungsvektor $\partial \vec{V}_g / \partial t$ parallel zu den Linien gleicher Drucktendenz – den Isallobaren – verläuft, mit den niedrigeren Werten zur Linken, und daß die ageostrophische Windkomponente senkrecht zu den Isallobaren orientiert ist – gerichtet vom Drucksteiggebiet zum Druckfallgebiet. Wegen dieser Beziehung zu den Isallobaren wird diese, mit lokalen Änderungen des geostrophischen Windes verknüpfte ageostrophische Windkomponente *Isalobarischer Wind* genannt. Der Isalobarische Wind, der im Einzelfall betragsmäßig durchaus 5 - 10 ms⁻¹ erreichen kann, ist besonders im Bodengebiet und in der unteren Troposphäre von großer Bedeutung. Die Windkomponente vom Steig- zum Fallgebiet des Luftdrucks verursacht ein konvergentes Zusammenströmen der Luft im Zentrum des Druckfalls und gleichzeitig ein divergentes Ausströmen der Luft aus dem Zentrum des Druckanstiegs. Als Folge davon muß die Luft über dem Fallgebiet aufsteigen, was bei genügender Feuchte zu Wolkenbildung und Niederschlägen führen kann, und über dem Steiggebiet absinken, was zu Wolkenauflösung und Austrocknung Anlaß geben wird.

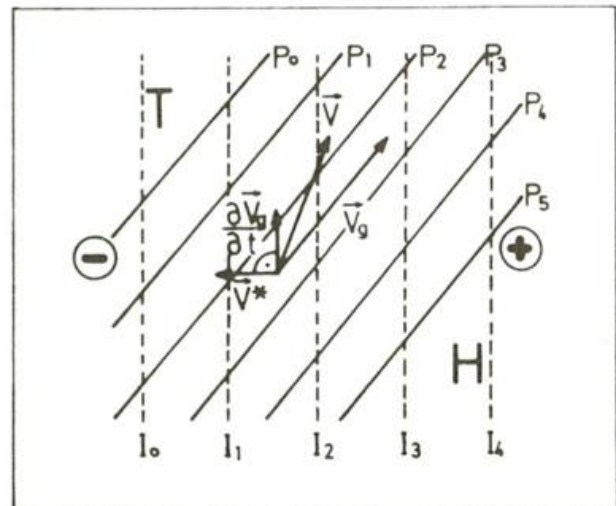


Abb. 6.18
Der isalobarische Wind (I₀, I₁, ..., Isallobaren)

Im zweiten Fall – bei der Betrachtung der ageostrophischen Windanteile bei Änderungen des geostrophischen Windes in der Horizontalen – sollen der Einfachheit halber die Partikelgeschwindigkeit \vec{V} durch den geostrophischen Wind \vec{V}_g ersetzt und die Stromlinien mit den Isobaren bzw. Isohypsen gleichgesetzt werden. $\partial \vec{V}_g / \partial s$ schildert die differentielle Änderung des geostrophischen Windes entlang den Isobaren bzw. Isohypsen.

Bei zonal orientierten, geradlinigen und parallel verlaufenden Isobaren bleibt der geostrophische Wind in Isobarenrichtung konstant. Laufen bei geradlinigen Isobaren die Linien zusammen oder auseinander, ändert sich mit dem veränderten Isobarenabstand die Geschwindigkeit des geostrophischen Windes. Sind die Isobaren dagegen gekrümmte Linien, ändert sich entlang den Isobaren die Richtung des geostrophischen Windes. Diese beiden Möglichkeiten lassen sich mathematisch erfassen, wenn man wie bereits früher das natürliche Koordinatensystem benutzt. In ihm wird der geostrophische Wind vektoriell durch $V_g \vec{t}$ wiedergegeben. Für die Änderung von $V_g \vec{t}$ entlang den Isobaren gilt dann

$$V_g \frac{\partial}{\partial s} (V_g \vec{t}) = V_g \frac{\partial V_g}{\partial s} \vec{t} + V_g^2 \frac{\partial \vec{t}}{\partial s}$$

woraus man mit einer Betrachtung analog Kapitel 6.4 und Abbildung 6.9

$$\begin{aligned} V_g \frac{\partial}{\partial s} (V_g \vec{t}) &= V_g \frac{\partial V_g}{\partial s} \vec{t} + \frac{V_g^2}{R_s} \vec{n} \\ &= V_g \frac{\partial V_g}{\partial s} \vec{t} + V_g^2 K_s \vec{n} \end{aligned} \quad (6.47)$$

erhält. R_s und K_s beschreiben dabei den Krümmungsradius bzw. die Krümmung der Isobaren und sind – wie bereits in Kapitel 6.1 definiert – positiv bei zyklonaler und negativ bei antizyklonaler Krümmung. Der erste Ausdruck auf der rechten Seite von (6.47) erfaßt den individuellen Beschleunigungsanteil bei Geschwindigkeitsänderungen, der zweite Ausdruck den Anteil bei Richtungsänderungen des geostrophischen Windes entlang den Isobaren. Für die damit gekoppelten ageostrophischen Windkomponenten resultiert

$$\vec{V}^* = \frac{V_g}{f} \frac{\partial V_g}{\partial s} \vec{n} - \frac{V_g^2}{f} K_s \vec{t} \quad (6.48)$$

In Abbildung 6.19 sind die Verhältnisse im Falle von Geschwindigkeitsänderungen entlang den Isobaren dargestellt. Im Bereich einer Konfluenzzone nimmt mit zusammenlaufenden Isobaren der geostrophische Wind in Isobarenrichtung zu. $\partial V_g / \partial s$ ist somit positiv und der Beschleunigungsvektor weist in Isobarenrichtung. Das ist gekoppelt mit einer ageostrophischen Windkomponente in positiver n-Richtung, also quer zu den Isobaren vom hohen zu tiefen Druck.

Im Bereich einer Diffluenzzone ist umgekehrt $\partial V_g / \partial s$ negativ, der Beschleunigungsvektor verläuft entgegengesetzt zur Isobarenrichtung, was mit einer ageostrophischen Komponente quer zu den Isobaren vom tiefen zum hohen Druck verbunden sein muß.

Diese ageostrophischen Komponenten quer zur Strömung resultieren aus der Tatsache, daß das Partikel beim Durchlaufen von Konfluenz- und Diffluenzonen ständig seine Geschwindigkeit verändern muß, um sich an die neuen, veränderten Gleichgewichtsbedingungen anzupassen. Beim Durchlaufen einer Konfluenzzone muß das Partikel seine Geschwindigkeit erhöhen, was gemäß (6.28) nur durch eine Bewegungskomponente in Richtung des Druckgefälles möglich ist. Beim Durchlaufen einer Diffluenzzone muß das Partikel umgekehrt seine Geschwindigkeit verringern, was nur durch eine Bewegungskomponente gegen den Druckgradienten möglich ist. Ageostrophische Komponenten verbunden mit Geschwindigkeitsänderungen sind besonders stark ausgeprägt in der oberen Troposphäre im Bereich der Strahlströme. Im konfluenten Einzugsgebiet und im diffluenten Delta eines Strahlstrommaximums resultieren daraus nicht selten Rich-

tungsabweichungen des wahren Windes vom Isohypsenverlauf in der Größenordnung von 20 bis 30 Grad.

Abbildung 6.20 zeigt die Verhältnisse im Bereich gekrümmter Isobaren für den Fall konstanter geostrophischer Geschwindigkeit. $\partial V_g / \partial s$ ist dann Null. Im Bereich eines Tiefs oder Troges ergibt sich mit K_s bzw. $R_s > 0$ eine Beschleunigung quer zu den Isobaren nach links, so daß die ageostrophische Komponente entgegengesetzt zu \vec{t} , also zur Isobarenrichtung angreift und zu subgeostrophischen Winden führt. Im Bereich eines Hochs bzw. Rückens ergibt sich mit K_s bzw. $R_s < 0$ umgekehrt eine Beschleunigung quer zu den Isobaren nach rechts, so daß die ageostrophische Komponente in Isobarenrichtung weist und die Winde somit supergeostrophisch werden.

Die zuletzt geschilderten ageostrophischen Windkomponenten werden besonders groß im Bereich der Wellen der Höhenströmung und sind besonders wichtig im Zusammenhang mit der Entwicklung von Tiefdruck- und Hochdruckgebieten.

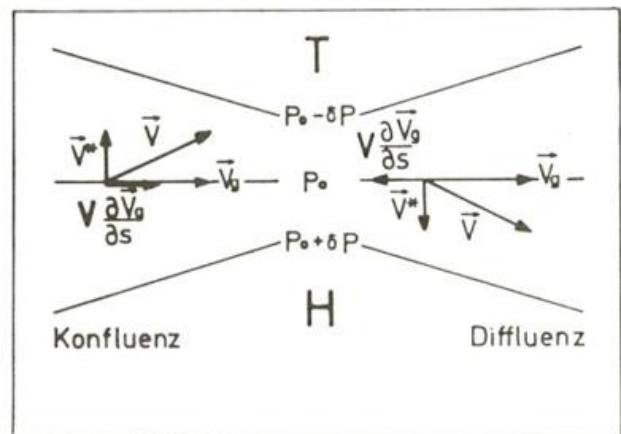


Abb. 6.19

Ageostrophische Windkomponenten bei Konfluenz und Diffluenz

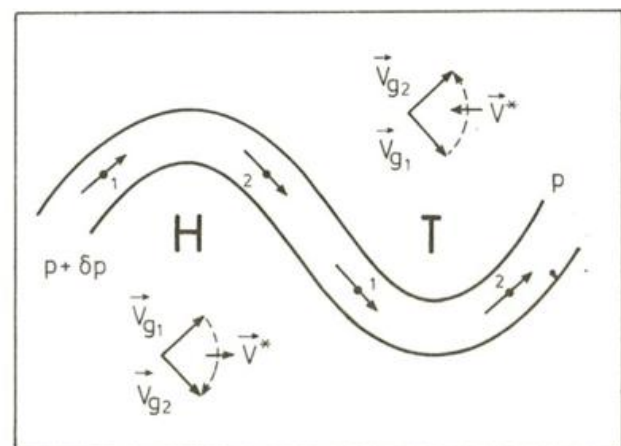


Abb. 6.20

Ageostrophische Windkomponenten im Bereich gekrümmter Isolaren

6.7 Vertikale Windänderung und vertikaler Aufbau der Druckgebilde

6.7.1 Die vertikale Änderung des geostrophischen Windes

Wenn man davon ausgeht, daß sich oberhalb der planetarischen Grenzschicht Wind- und Druckfeld trotz aller ageostrophischen Komponenten nahezu im geostrophischen Gleichgewicht befinden, so wird die vertikale Änderung des wahren Windes in erster Näherung durch die vertikale Änderung des geostrophischen Windes bestimmt.

Formelmäßig ist also die Vektordifferenz

$$\Delta \vec{V}_g = \vec{V}_{g1} - \vec{V}_{g0}$$

zu betrachten, wobei \vec{V}_{g1} der geostrophische Wind auf einer oberen Druckfläche p_1 , \vec{V}_{g0} der geostrophische Wind auf einer darunter liegenden Druckfläche p_0 sei. Setzt man die Definitionsgleichung für den geostrophischen Wind (6.34) ein, so erhält man

$$\begin{aligned} \Delta \vec{V}_g &= -\frac{1}{f} \vec{\nabla}_p \Phi_1 \times \vec{k} + \frac{1}{f} \vec{\nabla}_p \Phi_0 \times \vec{k} \\ &= -\frac{1}{f} \vec{\nabla} (\Phi_1 - \Phi_0) \times \vec{k} = -\frac{1}{f} \vec{\nabla} D \times \vec{k} \end{aligned} \quad (6.49)$$

$D \equiv \Phi_1 - \Phi_0$ ist (wie in Kap. 5.6.2) die Potentialdifferenz bzw. relative Topographie zwischen den beiden Druckflächen.

Entsprechend obiger Beziehung besteht also zwischen dem Gradienten der Potentialdifferenz $-\vec{\nabla} D$ und dem Differenzvektor des geostrophischen Windes $\Delta \vec{V}_g$ die gleiche Beziehung wie zwischen dem Potentialgradienten $-\vec{\nabla}_p \Phi$ und dem geostrophischen Wind \vec{V}_g , d.h. der Differenzvektor, der die vertikale Änderung des geostrophischen Windes zwischen p_0 und p_1 beschreibt, verläuft parallel zu den relativen Isohypsen mit den niedrigeren Werten zur Linken. Da gemäß (5.26) und (5.32)

$$D = R_L \ln \left(\frac{p_0}{p_1} \right) \bar{T}_v$$

die relativen Isohypsen mit Isothermen der virtuellen Mitteltemperaturen in der Schicht zwischen p_0 und p_1 identisch sind, gilt auch

$$\Delta \vec{V}_g = -\frac{R_L}{f} \ln \left(\frac{p_0}{p_1} \right) \vec{\nabla}_p \bar{T}_v \times \vec{k}, \quad (6.50)$$

d.h. der Differenzvektor $\Delta \vec{V}_g$ verläuft parallel zu den Isothermen der virtuellen Mitteltemperatur mit der kälteren Luft zur Linken. Der Betrag des Differenzvektors $\Delta \vec{V}_g$ ist dabei der Größe des Gradienten der Mitteltemperatur direkt proportional. Wegen dieser Beziehung zum Temperaturfeld wird der Differenzvektor $\Delta \vec{V}_g$ häufig als *thermischer Wind* und Gleichung (6.50) als *thermische Windgleichung* bezeichnet.

In differentieller Schreibweise nimmt (6.50) die Form

$$\frac{\partial \vec{V}_g}{\partial z} = -\frac{g}{f T_v} \vec{\nabla}_p T_v \times \vec{k} \quad (6.51)$$

an. $\partial \vec{V}_g / \partial z$ ist die vertikale Scherung des geostrophischen Windes nach Richtung und Geschwindigkeit, $-\vec{\nabla}_p T_v$ der Gradient der virtuellen Temperatur auf der betreffenden Druckfläche. Da im allgemeinen der Unterschied zwischen Temperatur und Virtuelltemperatur klein ist, kann man in der Praxis T_v durch T ersetzen. Ansonsten liefert (6.51) die gleiche Aussage wie (6.50), d. h. der Vektor der vertikalen Scherung des geostrophischen Windes verläuft parallel zu den

Isothermen mit der kälteren Luft zur Linken, wobei der Betrag des Schervektors mit der Größe des Temperaturgradienten anwächst.

Aus den beiden Gleichungen (6.50) und (6.51) lassen sich leicht die verschiedenen Grundtypen der vertikalen Änderung des geostrophischen Windes ableiten. Sie sind in Abbildung 6.21 dargestellt und werden im folgenden kurz charakterisiert:

- Verlaufen die Isothermen auf einer Druckfläche parallel zu den Isohypsen, so behält der geostrophische Wind in der Vertikalen seine Richtung bei, verändert aber seine Geschwindigkeit. Liegt dabei die kältere Luft unter dem tieferen Potential, so nimmt die Windgeschwindigkeit mit der Höhe zu (Abb. 6.21a).

Das ist der Normalfall in der Westwindzone der gemäßigten Breiten. Die warme Luft liegt dann im Süden unter hohem Potential, die kalte Luft im Norden unter tiefem Potential, so daß der Westwind durch die Troposphäre hindurch immer stärker wird.

- Liegt bei parallelem Isothermenverlauf die kältere Luft unter dem höheren Potential, so nimmt die Geschwindigkeit des geostrophischen Windes mit der Höhe ab (Abb. 6.21b). Eine solche Situation stellt sich z.B. ein, wenn sich nach einem Kaltluftvorstoß in der kälteren Luft ein Hochdruckgebiet aufbaut. Die östlichen Winde an der Südflanke des Hochs zeigen dann eine mit der Höhe abnehmende Geschwindigkeit. Die Geschwindigkeitsabnahme kann bis zur Windstille führen. Herrschen in dem betreffenden Niveau immer noch die gleichen Temperaturverhältnisse, so ergibt sich oberhalb davon eine Geschwindigkeitszunahme, nun allerdings bei einer um 180° geänderten Windrichtung.

- Eine Richtungsänderung des geostrophischen Windes mit der Höhe ergibt sich, wenn sich Isothermen und Isohypsen schneiden. Verlaufen dabei die Isohypsen im Richtungsinne des geostrophischen Windes von der wärmeren zur kälteren Luft, so dreht der Wind mit der Höhe nach rechts. Verlaufen die Isohypsen umgekehrt von der kälteren zur wärmeren Luft, so dreht der Wind mit der Höhe nach links (Abb. 6.21 c, d). Gleichzeitig ist damit ein Transport unterschiedlich temperierter Luftmassen verbunden. Weht der Wind von der wärmeren zur kälteren Luft, so wird – von einem festen Ort aus betrachtet – mit dem Wind wärmere Luft herantransportiert, es herrscht also Warmluftadvektion. Sie ist verbunden mit einem Rechtsdrehen des geostrophischen Windes mit der Höhe. Weht umgekehrt der Wind von der kälteren zur wärmeren Luft, so wird mit dem Wind kältere Luft herangeführt. Es herrscht dann Kaltluftadvektion – verbunden mit einem Rückdrehen des geostrophischen Windes mit der Höhe.

- Schließlich resultiert aus (6.50) bzw. (6.51), daß der geostrophische Wind nach Richtung und Geschwindigkeit höhenkonstant ist, wenn auf der betreffenden Druckfläche keine Temperaturunterschiede existieren.

Das ist auch die Forderung für Druckflächen mit einem Extremum – Maximum oder Minimum – des geostrophischen Windes. So ist z.B. das Geschwindigkeitsmaximum des geostrophischen Windes in der Westwindzone dort zu suchen, wo in der oberen Troposphäre der Temperaturkontrast zwischen warmer Luft im Süden und kalter Luft im Norden verschwindet und sich in die Stratosphäre hinein umkehrt.

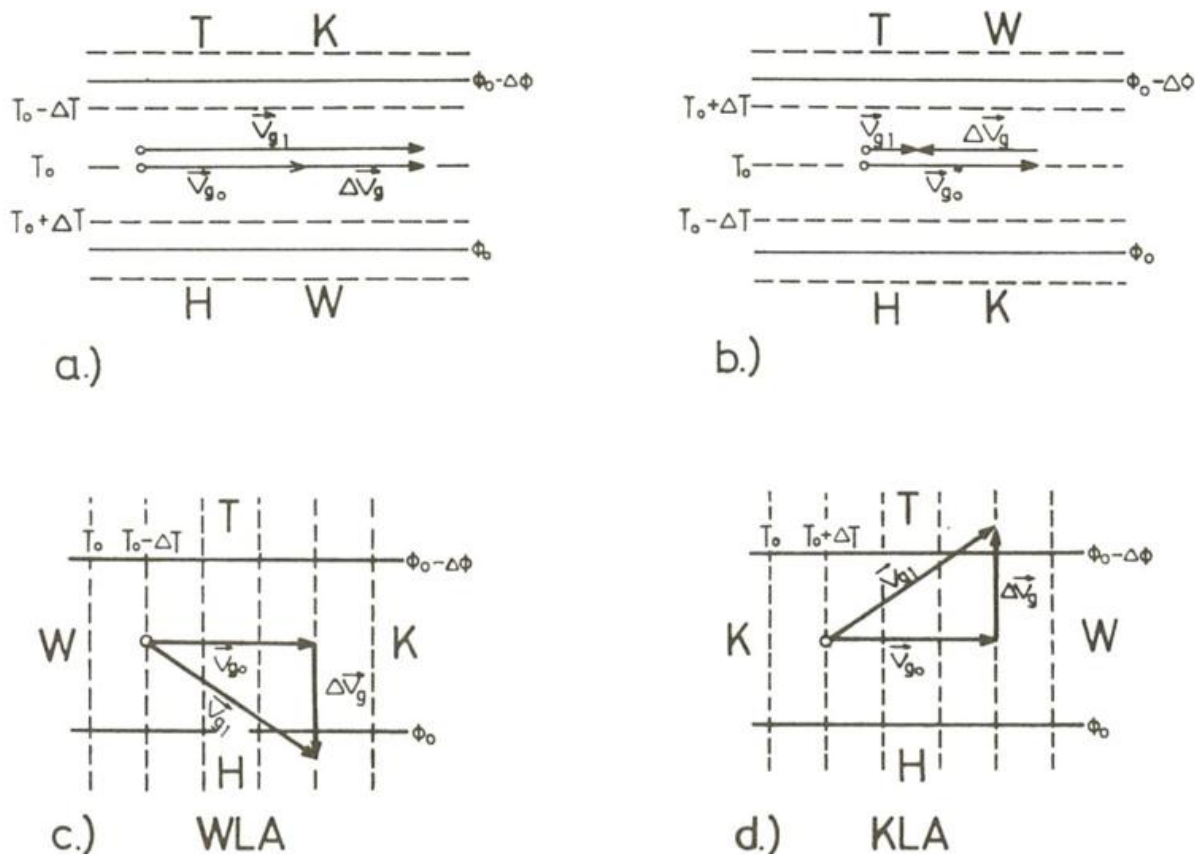


Abb. 6.21
Typen der vertikalen Änderung des geostrophischen Windes

6.7.2 Vertikaler Aufbau der Druckgebilde

Der vertikale Aufbau der Druckgebilde steht in engem Zusammenhang mit den Gesetzmäßigkeiten für die vertikale Änderung des geostrophischen Windes. Es interessieren dabei zum einen die vertikale Achsenneigung, zum anderen die vertikale Intensitätsänderung der Druckgebilde.

Damit die Achse eines Druckgebildes – eines Tiefs oder Hochs – vertikal senkrecht orientiert ist, muß offensichtlich gewährleistet sein, daß der Druck an allen Flanken des Druckgebildes – im gleichen Abstand vom Zentrum verglichen – mit dem gleichen Änderungsbetrag mit der Höhe abnimmt. Das ist aber nach der statischen Grundgleichung (5.18) nur dann der Fall, wenn an allen Flanken – wiederum im gleichen Abstand vom Zentrum – die gleiche Temperatur herrscht. Dies ist zum einen gegeben, wenn überall die gleiche Temperatur herrscht. Zum anderen gilt das aber auch, wenn die Temperaturverteilung symmetrisch zum Kern des Tiefdruckgebildes ist mit entweder der kältesten oder wärmsten Luft direkt im Kern. Wenn es sich in allen Niveaus um kreisförmige Druckgebilde handelt, müssen dann auch die Isothermen kreisförmig und parallel zu den Isobaren verlaufen. Der geostrophische Wind bleibt dann in seiner Richtung höhenkonstant, ändert aber seine Geschwindigkeit in Abhängigkeit von der Richtung des Temperaturgradienten. Temperaturadvektion findet in derartigen Gebilden offensichtlich nicht statt.

Ist dagegen das Temperaturfeld asymmetrisch zum Zentrum eines Druckgebildes angeordnet, so resultiert eine unterschiedliche vertikale Druckänderungsrate rund um das Zentrum, was zu einer Neigung der vertikalen Achse des

Druckgebildes Anlaß gibt. Betrachtet man – wie in Abbildung 6.22 dargestellt – ein Tief mit warmer Luft auf der einen und kalter Luft auf der anderen Seite, so findet man über der Flanke mit der kalten Luft eine raschere Druckabnahme mit der Höhe als über der Flanke mit der warmen Luft, so daß die vertikale Achse des Tiefs mit der Höhe zur kalten Luft geneigt verläuft. Das gleiche gilt für die vertikale Achse eines Tiefdrucktroges. Umgekehrt ist sie bei einem Hoch (oder einem Hochkeil) mit der Höhe zur warmen Luft geneigt.

Derartige Achsenneigungen wie in Abbildung 6.22 stellen sich während der Entwicklung der Druckgebilde ein. Der geostrophische Wind variiert dann nicht nur nach der Geschwindigkeit, sondern auch richtungsmäßig in der Vertikalen. Damit gekoppelt finden horizontale Advektionsprozesse der unterschiedlich temperierten Luftmassen statt.

Als Maß für die Intensität eines Druckgebildes kann man die Neigung der Druckflächen und somit die Stärke des geostrophischen Windes rings um das Zentrum benutzen. Nimmt die Neigung der Druckflächen mit der Höhe zu, wird auch der geostrophische Wind stärker, was gleichbedeutend ist mit einer vertikalen Intensitätszunahme des betreffenden Druckgebildes. Wenn man Gebilde mit senkrechter Achse betrachtet, trifft das nach dem bisher Gesagten für kalte Tiefdruckgebiete und warme Hochdruckgebiete zu (vgl. Abb. 6.23). Im Bereich warmer Tiefdruckgebiete und kalter Hochdruckgebiete nimmt umgekehrt die Druckflächenneigung und damit der geostrophische Wind mit der Höhe ab, so daß auch die Intensität dieses Gebilde nach oben zu immer geringer wird.

Aus dieser Betrachtung folgt auch, daß kalte Tiefdruckgebiete und warme Hochdruckgebiete vertikal hochreichende Druckgebilde sind. Sie durchsetzen normalerweise die gesamte Troposphäre und reichen bis in die untere Stratosphäre hinein.

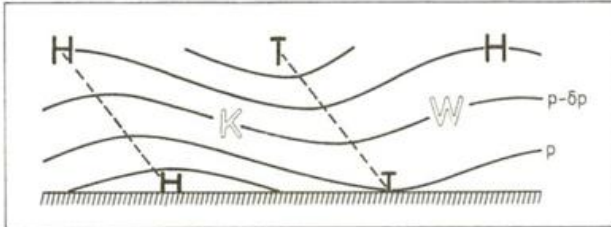


Abb. 6.22
Vertikale Achsenneigung der Druckgebilde

Umgekehrt sind warme Tiefdruckgebiete und kalte Hochdruckgebiete flache Druckgebilde, die in einer gewissen Höhe verschwinden. Herrscht auch in diesem Niveau noch die gleiche Temperaturverteilung, so liegt dann über dem warmen Bodentief ein Hoch bzw. über dem kalten Bodenhoch ein Tief in der Höhe.

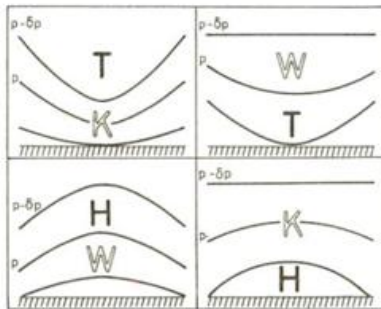


Abb. 6.23
Vertikale Intensitätsänderung der Druckgebilde

6.7.3 Barotropie – Baroklinität

In den letzten Abschnitten wurde gezeigt, wie die Temperaturverteilung auf den Druckflächen die vertikale Änderung des geostrophischen Windes und den vertikalen Aufbau der Druckgebilde bestimmt.

Man kann prinzipiell unterscheiden zwischen einer Anordnung, bei der überall auf einer Druckfläche die gleiche Temperatur herrscht, und einer Anordnung, bei der sich Temperaturunterschiede auf den Druckflächen ergeben. Im ersten Fall liegen offensichtlich die Flächen gleicher Temperatur (isotherme Flächen) parallel zu den Druckflächen (isobare Flächen) im Raum (Abb. 6.24). Das gleiche gilt auch für die Flächen gleicher Dichte, gleichen spezifischen Volumens oder die Flächen gleicher potentieller Temperatur (Isentropenflächen). Ein solcher Zustand wird als *barotrop* bezeichnet.

Charakteristisch für eine barotrope Atmosphäre ist, daß der geostrophische Wind mit der Höhe konstant ist und daß alle Druckgebilde senkrechte Achsen und vertikal gleichbleibende Intensität besitzen. Temperaturadvektion ist selbstverständlich nicht möglich.

Temperaturunterschiede auf den Druckflächen ergeben sich, wenn die isothermen Flächen die isobaren Flächen im Raum schneiden. Ein solcher Zustand wird als *baroklin* bezeichnet. Auch die Flächen gleicher Dichte, gleichen spezifischen Volumens und die Isentropenflächen schneiden dann die Druckflächen. Zwischen den sich schneidenden Flächen entstehen dabei vierkantige Röhren, die Solenoide genannt werden (Abb. 6.24).

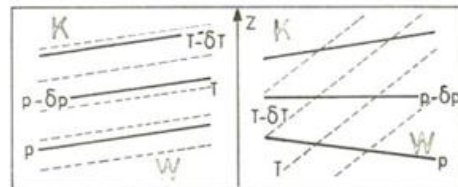


Abb. 6.24
Isobare Flächen (ausgezogen) und isotherme Flächen (strichliert) bei Barotropie (links) und Baroklinität (rechts)

Charakteristisch für eine barokline Atmosphäre ist die vertikale Änderung des geostrophischen Windes. Damit verbunden ändert sich auch die Intensität der Druckgebilde in der Vertikalen. Temperaturadvektion ist möglich. Sie tritt in Erscheinung in Druckgebilden mit vertikal geneigter Achse und vertikaler Richtungsänderung des geostrophischen Windes.

Für die gesamte Troposphäre ist der Zustand der Baroklinität typisch. Allerdings gibt es gebietsweise beachtliche Unterschiede im Grad der Baroklinität (s. Kap. 10.2).

6.7.4 Thermisch ausgelöste Zirkulationsbewegungen; Entstehung horizontaler Druckunterschiede

Es sei angenommen, daß in einem größeren Gebiet anfangs kein horizontaler Temperaturunterschied existiere. Bei statischer Stabilität seien Temperatur- und Druckfeld in hydrostatischem Gleichgewicht. Die Druckflächen liegen dann alle parallel übereinander, und ihr vertikaler Abstand wird gemäß der statischen Grundgleichung (5.18) durch die herrschende Temperatur bestimmt. Die Druckflächen sollen außerdem in der Schnittebene der Abbildung 6.25 parallel zum Erdboden verlaufen. D. h. es existiert dann zu Anfang sowohl am Boden als auch in der Höhe kein horizontales Druckgefälle in der Darstellungsebene und somit – im geostrophischen Gleichgewicht – keine Luftbewegung senkrecht zu ihr.

Die gesamte Luftmasse in dem betrachteten Gebiet soll nun einer einheitlichen Temperaturänderung unterworfen werden – z.B. durch Wärmeübergänge vom Untergrund her. Die Temperaturänderung, die bei zunächst konstantem Druck erfolgt, führt zu Änderungen des Volumens und damit der Dichte. Bei Erwärmung dehnt sich die Luftmasse vertikal aus, woraus eine Dichteabnahme resultiert, bei Abkühlung schrumpft die Masse vertikal, was Dichtezunahme zur Folge hat.

Diese Prozesse vollziehen sich so, daß die hydrostatische Balance faktisch erhalten bleibt. Bei Erwärmung wird mit dem vertikalen Ausdehnen Masse nach oben transportiert, so daß in der Höhe der Luftdruck entsprechend steigt. Bei Abkühlung dagegen führt die vertikale Kontraktion zu Massenverlust und Druckfall in der Höhe. Am Boden ergibt sich

keine Druckänderung, da die Gesamtmasse der Luftsäule ja unverändert bleibt. Als Folge der oberen Druckänderungen verändert sich aber der vertikale Abstand der Druckflächen, und zwar wird er größer bei Erwärmung, kleiner bei Abkühlung – genau wie für das Gleichgewicht erforderlich.

Ganz andere Verhältnisse ergeben sich allerdings, wenn man nun unterstellt, daß Erwärmung oder Abkühlung nebeneinander bzw. in der Horizontalen unterschiedlich stark wirken und dadurch in dem betrachteten Gebiet horizontale Temperaturunterschiede entstehen. Dann sind die oberen Druckänderungen horizontal unterschiedlich, und es entsteht ein mit der Höhe zunehmendes Druckgefälle vom Gebiet der relativ stärksten Erwärmung zum Gebiet der relativ stärksten Abkühlung. Das bedeutet eine Störung der geostrophischen Balance. Die Luftteilchen erfahren eine Beschleunigung in Richtung des Druckgefälles und setzen sich vom Gebiet der Erwärmung zum Abkühlungsgebiet in Bewegung. Entsprechend dem mit der Höhe zunehmendem Druckgefälle nimmt auch die Stärke dieser Luftbewegung in der Vertikalen zu (Abb. 6.25b).

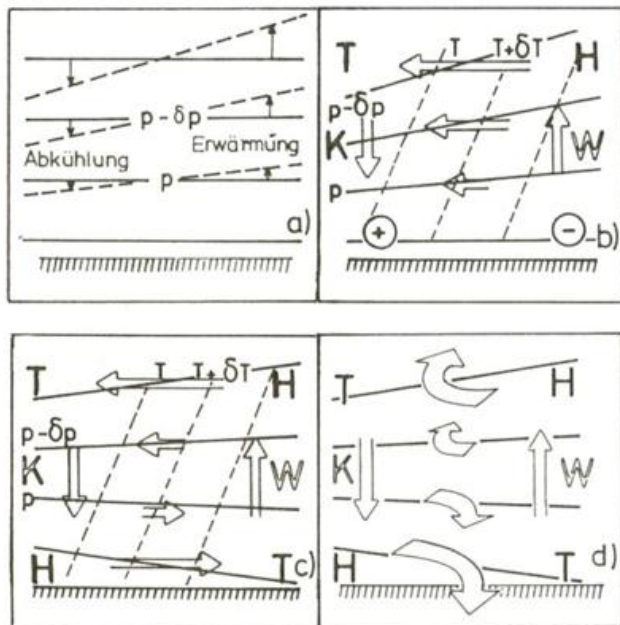


Abb. 6.25
Schema einer thermisch direkten Zirkulation

Der solcherart ausgelöste ageostrophische Massenfluß in der Horizontalen verursacht nun seinerseits Veränderungen der Druckverteilung. Aus dem Abströmen der Partikeln vom warmen Gebiet resultiert dort eine Divergenz des Windfeldes, die einen Massenverlust nach sich zieht. Das Gewicht der Luftsäule in diesem Gebiet wird dadurch verringert, so daß der Druck in allen Niveaus abnehmen muß. Umgekehrt ergibt sich über dem kalten Gebiet durch Konvergenz ein Massengewinn, der das Gewicht der Luftsäule anwachsen läßt, so daß dort der Druck in allen Niveaus ansteigt.

In der Höhe wird durch diese neuerlichen Druckänderungen das Druckgefälle zwischen warm und kalt etwas verringert, während in Bodennähe nun erst ein Druckgefälle in umgekehrter Richtung entsteht. Dadurch wird auch dort eine ageostrophische Bewegung der Partikeln in Richtung des Druckgefälles, von der kalten zur warmen Luft also, ausgelöst. Sie verursacht Divergenz im Gebiet der Abkühlung und Kon-

vergenz im Gebiet der Erwärmung und wirkt somit kompensierend auf die in der Höhe erzeugten Druckänderungen (Abb. 6.25c).

Als Folge der horizontalen Vergenzen kommt es nun auch zu Vertikalbewegungen. Denn dort, wo in einem unteren Niveau die Luft zusammenströmt (konvergiert) und in einem oberen Niveau auseinanderfließt (divergiert), muß aus Kontinuitätsgründen Luft von unten nach oben nachströmen, also aufsteigen, während in einem Gebiet mit unterer Divergenz und oberer Konvergenz eine Absinkbewegung zu erwarten ist. Da bei diesen Vertikalbewegungen die Partikeln die Druckflächen kreuzen, ist die Hebung bei der angenommenen statischen Stabilität mit einer adiabatischen Abkühlung, das Absinken mit adiabatischer Erwärmung verknüpft. Durch diesen Effekt, der umso wirksamer wird, je stärker die Vertikalbewegung und je stabiler die Schichtung ist, wird der ursprünglich vorhandene Temperaturkontrast mehr oder weniger verringert. Wird bei der Hebung das Kondensationsniveau erreicht und durch Ausfall des Kondensats latente Wärme freigesetzt, bleibt die Abkühlung der aufsteigenden warmen Luft allerdings gering.

Aus horizontalen und vertikalen Bewegungskomponenten ergibt sich insgesamt eine geschlossene Zirkulation, in der die warme Luft gehoben und in der Höhe zum Gebiet der kalten Luft geführt wird, während die kalte Luft gleichzeitig absinkt und in Bodennähe zum Gebiet der wärmeren Luft vordringt. Man bezeichnet eine derartige Zirkulation als *thermisch direkt*. Da in ihr die kältere, also dichtere Luftmasse gesenkt und die wärmere, weniger dichte Masse gehoben wird, verlagert sich durch die Zirkulation der Schwerpunkt der ganzen Anordnung nach unten. Das ist gleichbedeutend mit einer Abnahme der potentiellen Energie und ihrer Umwandlung in die kinetische Energie der Zirkulationsbewegung.

Die Erzeugung kinetischer Energie über eine thermisch direkte Zirkulation bildet die Hauptrolle aller atmosphärischen Bewegungen – von den kleinräumigen Zirkulationen des Land-See-Wind-Systems z. B. (vgl. Kap. 6.8.1) über die großräumigen Wirbelbewegungen der Zyklonen und Antizyklonen (vgl. Kap. 10.7) bis hin zur allgemeinen Zirkulation einer Hemisphäre (vgl. Kap. 9). Grundvoraussetzung für die Möglichkeit einer derartigen Energieumwandlung ist die Existenz von Temperaturunterschieden auf den Druckflächen, also Baroklinität.

In Abhängigkeit von der horizontalen Ausdehnung der Zirkulationssysteme ergeben sich allerdings einige wichtige Unterschiede zwischen ihnen. Bei kleinräumigen Zirkulationen ist die vertikale Beschleunigung der Partikeln häufig so groß, daß die hydrostatische Balance nicht erhalten bleibt. Das gilt insbesondere dann, wenn durch die Temperaturänderungen die Schichtung gleichzeitig labilisiert wird und die Vertikalbewegungen konvektiven Charakter annehmen. Bei Zirkulationen größerer Ausdehnung, die bei statisch stabiler Schichtung ablaufen, ist dagegen die Störung des hydrostatischen Gleichgewichts so klein, daß man sie bei der Betrachtung dieser Vorgänge vernachlässigen kann.

Die unterschiedliche horizontale Größenordnung bestimmt auch, welchen Einfluß die Corioliskraft auf die Luftbewegungen ausüben kann. Bei kleinräumigen Zirkulationen mit einer Ausdehnung von weniger als 100 km ist ihr Effekt gering und kann vernachlässigt werden. Bei Zirkulationen größerer Ausdehnung bewirkt die Corioliskraft dagegen eine zunehmende Ablenkung nach rechts (auf der NHK). In unserem Beispiel bewegen sich dadurch die in der Höhe vom warmen zum kalten

Gebiet strömenden Partikeln immer mehr in die Darstellungsebene der Abbildung 6.25d hinein, die in Bodennähe zum warmen Gebiet vorstoßenden Luftteilchen immer mehr aus ihr heraus.

Die unterschiedliche horizontale Ausdehnung ist auch entscheidend für den Zustand, der sich einstellt, wenn die vorgegebene Temperaturänderung aufhört. Bei kleinräumigen Systemen, bei dem die kältere Luft horizontal unter der wärmeren liegt, die vorgegebene Baroklinität und die Druckunterschiede also wieder völlig abgebaut sind.

Anders bei Zirkulationen größerer horizontaler Ausdehnung: Hier verhindert die Corioliskraft den Ausgleich, indem sie die Partikelbewegungen immer mehr ablenkt, bis bei einem Winkel von 90° gegenüber der ursprünglichen Bewegungsrichtung die Zirkulation erlischt. Es stellt sich dann ein neues geostrophisches Gleichgewicht ein, bei dem die kältere Luft keilförmig unter der wärmeren Luft liegt. Die horizontalen Temperatur- und Druckunterschiede bleiben also erhalten.

Es wurde eingangs erwähnt, daß unterschiedlich starke Aufheizung oder Abkühlung vom Untergrund die Ursache für die vorgegebene Temperaturänderung sein kann. Vollziehen sich diese Wärmeübergänge in einem begrenzten Gebiet, so entsteht durch die geschilderte Zirkulation ein warmes Bodentief bzw. kaltes Bodenhoch. Derartige *Hitzetiefs* entwickeln sich in der warmen Jahreszeit über den Kontinenten der Tropen und Subtropen, im europäischen Bereich bevorzugt über der Iberischen Halbinsel. Das klassische Beispiel einer *kalten Antizyklone*, die der ausstrahlungsbedingten Abkühlung ihre Entstehung verdankt, ist das winterliche Hoch über Sibirien. In der Höhe herrscht über einem Hitzetief hoher Druck, über einem Kältehoch niedriger Druck.

6.8 Lokale Winde

Typische kleinräumige Bewegungssysteme entwickeln sich dort, wo – zumeist aus thermischen Gründen – Druckunterschiede entstehen. Da – wie in Kapitel 6.7.4 beschrieben – sich die Corioliskraft auf diese Vorgänge nur wenig auswirkt, folgen die Luftbewegungen überwiegend dem Druckgefälle. Die Balancierung erfolgt dabei durch die Reibungskraft, die nach kurzer Zeit ein weiteres Anwachsen der Geschwindigkeit verhindert (vgl. Kap. 6.5.2). Im Bereich der lokalen Windsysteme sind die vertikalen Beschleunigungen der Partikeln meist so groß, daß das hydrostatische Gleichgewicht deutlich gestört wird.

6.8.1 Land- und Seewind

Land- und Seewind entwickeln sich im Bereich der Meeresküsten, wo wegen des unterschiedlichen Untergrundes bei ungestörtem Strahlungswetter große Temperaturgegensätze entstehen können. Wie in Kapitel 2.6.1 erörtert, erwärmt sich das Land tagsüber wesentlich rascher und stärker als das Meer. Durch turbulente Wärmetransporte wird die Erwärmung auf die bodennahen Luftschichten übertragen.

Als Folge davon muß sich nach dem Schema der Abbildung 6.25 der in Kapitel 6.7.4 geschilderte Ablauf einstellen: Aufwölbung der Druckflächen über Land, Bildung eines Druckgefälles in der Höhe vom Land zum Meer, Massenabfluß in Richtung des Druckgefälles, Druckabfall über Land und Druckanstieg über dem Meer, dadurch Entstehung einer Gegenströmung am Boden vom Meer zum Land, die als *See-*

wind bezeichnet wird, Schließung der Zirkulation durch Aufsteigen der Luft über Land und Absinken über dem Meer.

Diese gesamte thermisch direkte Zirkulation erfaßt im allgemeinen den Breich zwischen Boden und 2 km – 4 km Höhe und ist am besten ausgeprägt bei windschwachem Strahlungswetter, während sie bei windigem und wolkenreichem Wetter unterdrückt wird.

Die über Land sich entwickelnde aufsteigende Luftbewegung führt meist zur Bildung von Konvektionsbewölkung und evtl. zur Auslösung von Schauern oder Gewittern. Die ansteigende Luftbewegung über See führt dort zur Auflösung vorher vorhandener Bewölkung. Einzelne Inseln, die in diesem Absinkbereich liegen, verzeichnen deshalb nicht selten eine höhere Sonnenscheindauer als Küstenstationen.

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

In Äquatornähe, wo die Tageserwärmung besonders stark ist, kann der Seewind durchaus Geschwindigkeiten um 10 m/s erreichen. Er bringt den tropischen Küsten tagsüber eine angenehme Abkühlung, während weiter im Binnenland große Hitze herrscht. Eventuell ergibt sich dadurch eine Doppelwelle im Temperaturgang mit Maxima vormittags und abends, Minima bei Nacht und mittags.

Mit sinkender Sonne erlischt der Seewind, und infolge geringerer Leitfähigkeit und Wärmekapazität des festen Bodens kühlt das Festland durch Ausstrahlung nun rascher und stärker aus als das Wasser. Die Auskühlung überträgt sich auch auf die Luft über Land. Als Folge davon müssen die Druckflächen über Land absinken, so daß in der Höhe ein Druckgefälle vom Meer zum Land entsteht und die genaue Umkehrung der beim Seewind beobachteten Entwicklung erfolgt. Am Boden fällt der Druck über See, während er über dem Festland ansteigt, so daß ein Druckgefälle von Land zu See entsteht, das eine Luftbewegung in eben dieser Richtung – den *Landwind* – auslöst. Über Land setzt nun eine Absinkbewegung ein, während über See die Partikeln aufsteigen.

Allerdings ist die nächtliche Landwindzirkulation im allgemeinen deutlich schwächer und weniger hoch reichend als die des Seewindes, da die nächtliche Ausstrahlung sich nur auf eine vertikal wenig mächtige Luftschicht beschränkt und zum anderen bei der stabilen Temperaturschichtung die Bodenreibung wesentlich stärker bremsend auf die Luftbewegungen wirkt als tagsüber.

6.8.2 Anabatische und katabatische Winde

Bei geneigtem Untergrund entstehen durch die Temperaturunterschiede zwischen Untergrund und freier Atmosphäre thermische Zirkulationen, die zu auf- oder absteigenden Luftbewegungen längs des Geländeprofiles führen. Derartige, an einem Hang oder in einem Tal aufwärts führende Winde werden anabatisch (griech. ana = hinauf), hang- oder talabwärts führende Winde katabatisch (griech. kata = hinab) genannt.

Hangwinde

Die Hangwinde sind eine Erscheinung, die an gradientschwache Strahlungswetterlagen gekoppelt ist wie die Land- und

Seewinde. Bei Einstrahlung wird ein geneigter Berghang und die ihm anliegende Luft stärker aufgeheizt als die Luft in einiger Entfernung neben dem Hang. Daraus resultiert nach dem Zirkulationsschema eine Beschleunigung der erwärmten Luft nach oben, so daß ein Hangaufwind einsetzt. Bei genügend großer Feuchte führt das Aufsteigen zur Kondensation und zur Bildung von Haufenwolken, die evtl. die Gipfel einhüllen. Im Gipfelniveau fließt die Luft seitlich ab, um über dem Tal abzusinken, während die Talluft hangwärts in Bewegung gesetzt wird.

Nachts erfolgt umgekehrt eine stärkere Auskühlung der Berghänge und der Luftschicht unmittelbar darüber im Vergleich mit der Luft seitlich davon. Daraus ergibt sich für die abgekühlte Luft eine Beschleunigung nach unten, und es setzt ein Hangwind ein. Die Hangwinde konvergieren im Tal, so daß die Luft über der Talmitte ersatzweise aufsteigen und in der Höhe hangwärts strömen muß.

Berg- und Talwinde

Von den Hangwinden zu unterscheiden sind die großräumige-

ren Berg- und Talwinde, die parallel zu den Hängen entlang der Talachse wehen und dabei größere Luftschichten erfassen. Sie entstehen durch die Temperaturunterschiede zwischen der Luft im Talquerschnitt und der Luft über der angrenzenden Ebene. Tagsüber erwärmt sich die Talluft stärker, so daß eine Strömung talaufwärts – der *Talwind* – entsteht. Nachts kühlt sich die Talluft stärker ab, und es kommt eine Strömung talabwärts – der *Bergwind* – zustande. Der Rücktransport der Luft erfolgt dabei jeweils über das Hangwindensystem. Ein Schema, wie Hangwinde und Berg- und Talwinde im Tagesablauf miteinander gekoppelt sind, zeigt Abb. 6.26.

Gletscherwinde

Ein katabatischer Winde wie der Hangabwind ist der Gletscherwind. Er entsteht durch die stärkere Abkühlung der Luft unmittelbar über den Schnee- und Eismassen eines Gletschers gegenüber der Umgebungsluft und weht – dem Gefälle folgend – gletscherabwärts. Der Temperaturkontrast ist besonders groß an Sommertagen, wenn bei Schnee- und Eisschmelze die Oberflächentemperatur des Gletschers bei 0°C gehalten wird. Dann ist der Gletscherwind am stärksten

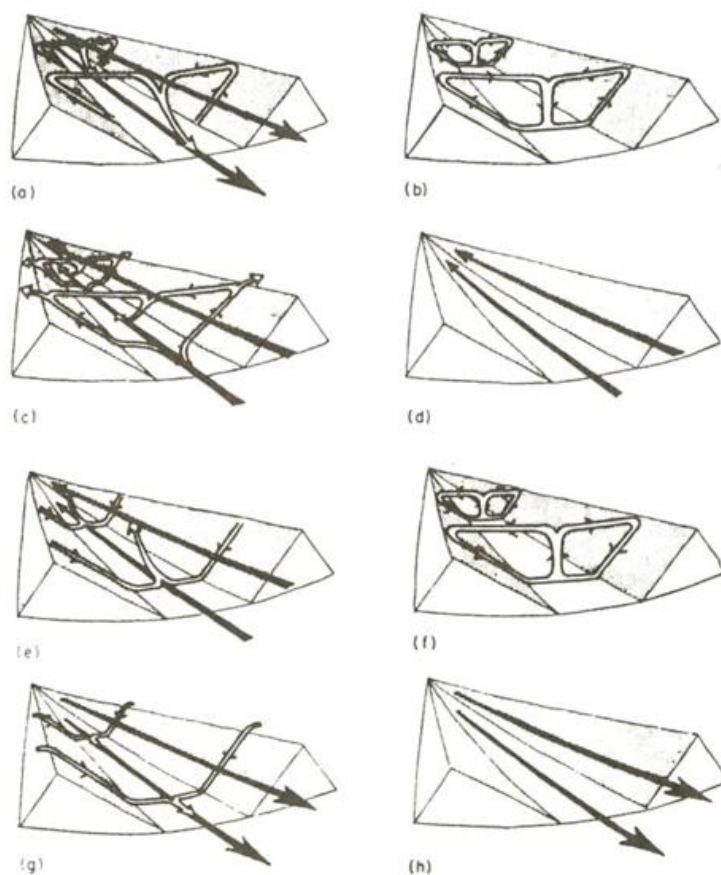


Abb. 6.26

Schema der Hangwinde und Berg- und Talwinde
(nach F. DEFANT)

- a) Sonnenaufgang, Einsetzen der Hangaufwinde, Anhalten des Bergwindes;
- b) Vormittags, Hangaufwinde, kein Berg- oder Talwind;
- c) Mittags, Hangaufwind, Talwind;
- d) Später Nachmittag, kein Hangwind, Talwind;
- e) Abends, Einsetzen des Hangabwindes, noch Talwind;
- f) Anfang der Nacht, Hangabwindzirkulation;
- g) Mitte der Nacht, Hangabwind, Bergwind;
- h) Vor Sonnenaufgang, kein Hangwind, Bergwind.

ausgeprägt. Gletscherwinde großen Stils sind die Inlandeiswinde, die auf Grönland und in der Antarktis beobachtet werden. Sie können Sturmesstärke erreichen.

6.8.3 Föhn

Der Föhn ist ein warmer und trockener Wind, der mit meist hohen Geschwindigkeiten den Leehang von Gebirgen herabweht. Er entsteht bei Wetterlagen, bei denen durch die großräumige Druckverteilung eine Strömung quer zu einem Gebirge ausgelöst wird. Das Gebirge bildet dann ein Hindernis für die Luftströmung. Bei genügend ausgedehnten Gebirgszügen, die nicht vollständig umströmt werden können, müssen die Partikeln am Luvhang aufsteigen und an der Lee-seite wieder absinken. Die erzwungene Hebung ist mit einer adiabatischen Abkühlung, das Absinken mit einer adiabatischen Erwärmung der Partikeln verbunden.

Gleichzeitig kommt es durch die Vertikalbewegungen zu Druckänderungen, und zwar zu Druckanstieg über der Luvflanke und zu Druckfall über dem Leegebiet, so daß sich eine Deformation des Druckfeldes ergibt mit einem Hochkeil luvseitig und einem Tiefdrucktrog leeseitig des Gebirgshindernisses (s. Abb. 6.27). Da die Partikeln beim Überqueren des Gebirgszugs nur relativ kurze Zeit in diesem Druckfeld verweilen, kann sich kein geostrophisches Gleichgewicht einstellen, und die Luftteilchen kreuzen bei ihrer Bewegung die Isobaren. Bei der Annäherung an den Hochkeil im Luv werden sie dementsprechend abgebremst, beim Durchlaufen des Druckgefälles zwischen Luvkeil und Leetrog anschließend stark beschleunigt, so daß sie mit hohen Geschwindigkeiten den Leehang hinabschießen.

Wegen der unterschiedlichen Geschwindigkeiten an Luv- und Leeseite erfolgt das Überströmen nicht symmetrisch zum Gebirgsprofil. Wie aus Abbildung 6.27 abzulesen, erreichen in einiger Höhe über Grund die Partikeln bereits über der Luvflanke und nicht erst über dem Kamm ihre höchste Position, um an der Lee-flanke deutlich unter ihre normale Höhenlage abzusinken. Als Folge davon findet man die kälteste Luft nicht über dem Kamm, sondern über der Luvflanke und warme Luft über dem Leehang.

Zu einer Vergrößerung des Temperaturkontrastes zwischen Luv und Lee kommt es, wenn nicht die gesamte, gegen das Gebirge strömende Luftmasse das Hindernis überwinden kann. In den unteren Schichten ist die Abbremsung im luvseitigen Hochkeil durch das Mitwirken der Reibung häufig so stark, daß die Luft vor dem Gebirge liegen bleibt, an ihm entlangfließt oder gar zurückzuströmen beginnt. Besonders ausgeprägt sind diese Effekte bei großer statischer Stabilität. In die Absinkbewegung den Leehang hinab werden dann überwiegend Partikeln aus höheren Schichten einbezogen, die wegen ihrer größeren potentiellen Temperatur am leeseitigen Fuß des Gebirges eine höhere Temperatur erzeugen, als sie gleichzeitig jenseits des Hindernisses herrscht.

Eine weitere, häufig sehr markante Temperaturerhöhung im Lee ist zu verzeichnen, wenn bei der Hebung am Luvhang das Hebungskondensationsniveau erreicht wird, sich Wolken bilden und Kondensationswärme freigesetzt wird. Erfolgte das Aufsteigen zunächst trockenadiabatisch mit einer Abkühlungsrate von 1 K pro 100 m Hebung, so vollzieht sich nach Erreichen des Kondensationsniveaus der weitere Aufstieg feuchtadiabatisch, d. h. mit einer geringeren Abkühlungsrate

also 1 K/100 m, da die hebungsbedingte Abkühlung durch die laufend freiwerdende Kondensationswärme des zu Wolken-tröpfchen kondensierenden und als Niederschlag ausfallenden Wassers teilweise kompensiert wird. Die leeseitig des Gebirges absinkende Luft erwärmt sich zunächst ebenfalls nur feuchtadiabatisch, weil jetzt zum Verdunstungsprozeß der Wolkentröpfchen der absinkenden Luft Wärme entzogen wird. Da aber der größte Teil des kondensierten Wassers bis zum Gebirgskamm als Niederschlag ausgefallen ist, sind nach kurzem Anstieg die Wolkentröpfchen verdunstet, so daß sich die Luft für den Rest des Absinkens um 1 K pro 100 m erwärmen kann. Sie erreicht deshalb den leeseitigen Fuß des Gebirges wesentlich wärmer und trockener, als sie luvseitig war, und zwar um den Betrag der Kondensationswärme des ausgefallenen Niederschlags.

Der Begriff Föhn stammt aus dem Alpenraum. Dort kommt es zu Südföhn, wenn ein Tiefdruckgebiet über Westeuropa liegt und eine südliche Strömung gegen die Alpen auslöst. Über Oberitalien und dem Alpenteil südlich des Hauptkamms entsteht dann durch die erzwungene Hebung der Luft, die häufig auch als *Stau* bezeichnet wird, eine geschlossene, 5 km–6 km hochreichende Wolkenmasse, aus der Regen oder Schnee fällt, während nördlich davon – in der Absinkzone – die Bewölkung rasch aufreißt und bis auf einzelne Wogenwolken verschwindet. Hier entwickelt sich dann der Föhn, der mit hohen Geschwindigkeiten bis in die Täler hinabgreift und die dort lagernde Luft verdrängt. Dabei kommt es nicht selten zu einem Temperaturanstieg von 10°C und mehr in wenigen Minuten – vor allem dann, wenn am Talboden vorher eine durch Ausstrahlung stark ausgekühlte Luftmasse lagerte und diese von aus dem Mittelmeer stammender Luft, die von vornherein wärmer ist als die Luftmasse im Alpenbereich, ersetzt

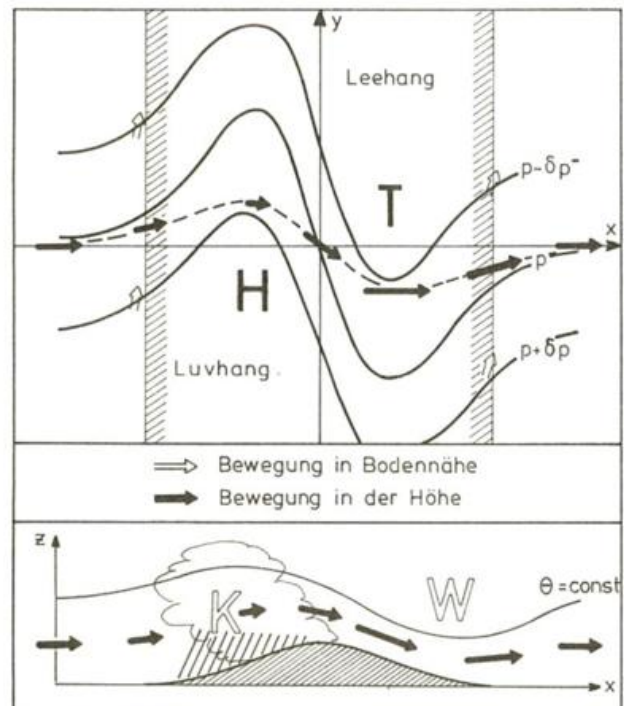


Abb. 6.27

Schema der Überströmung eines Gebirges (oben Horizontalprojektion mit Isobaren des Bodendruckfeldes, unten Vertikalschnitt mit Fläche gleicher potentieller Temperatur, Bewölkungs- und Niederschlagsverteilung)

wird. Gleichzeitig geht die relative Feuchte markant zurück, und es herrscht bei tiefblauem Himmel eine ungewöhnliche Fernsicht. Am Gebirgskamm ist der leeseitige Rand der Staubewölkung sichtbar, der Föhnmauer genannt wird. Werden umgekehrt mit einer nördlichen Strömung Kaltluftmassen gegen die Alpen geführt, so entwickelt sich südlich des Hauptkamms der Nordföhn, der aber trotz der Absinkerwärmung nur wenig wärmer oder sogar kälter als die vorher dort lagernde Luft in den Tälern ankommt.

Noch extremer sind die Verhältnisse bei der Bora – einer föhnartigen Strömung von den Bergen Jugoslawiens zur Adriaküste hinab, die sich bei nordöstlichen Winden entwickelt. Da mit ihnen – zumindest im Winter – sehr kalte Luftmassen aus Ungarn und Westrußland herangeführt werden, bringt die Bora trotz einer Absinkerwärmung von ca. 10°C meist eine empfindliche Abkühlung an der Küste mit sich.

Föhnerscheinungen sind von allen Gebirgen der Erde bekannt. Besonders stark ausgeprägt ist der Föhn auf der Ostseite der nordamerikanischen Rocky Mountains, wo er Chinook genannt wird, und östlich der südamerikanischen Kordilleren. Aber auch in den Mittelgebirgen gibt es deutliche Föhneffekte, die in der Niederschlagsverteilung sichtbar werden. So ist wegen der vorherrschenden westlichen Winde im Lee der meisten deutschen Mittelgebirge eine deutliche Abschwächung der Niederschläge festzustellen (vgl. Kap. 8.11).

6.9 Turbulenz

6.9.1 Allgemeines

Betrachtet man eine Windregistrierung, so stellt man unregelmäßige und kurzfristige Fluktuationen der Windrichtung um eine mittlere Richtung fest. Man kann sich deshalb den momentanen Geschwindigkeitsvektor des Windes \vec{V} zusammengesetzt denken aus einem Mittelwert $\bar{\vec{V}}$ und einem Zusatzvektor \vec{V}^* . Beide Größen sind eine Funktion von Raum und Zeit $f(x,y,z,t)$, so daß gilt:

$$\vec{V}(x,y,z,t) = \bar{\vec{V}}(x,y,z,t) + \vec{V}^*(x,y,z,t) \quad (6.52)$$

Die durch die Zusatzgeschwindigkeiten erzeugten Abweichungen vom mittleren Wind bezeichnet man als *Böigkeit* oder als *Turbulenz*. Sie wird verursacht durch Turbulenzelemente oder -wirbel. Die Größe dieser kleinräumigen Turbulenzwirbel schwankt zwischen einigen Zentimetern und knapp hundert Metern. Die zeitlichen Schwankungen liegen zwischen Bruchteilen einer Sekunde und weniger als zehn Minuten.

Betrachtet man die Bewegung von Wasser in einem Stromkanal, so stellt man fest, daß sich die Wasserteilchen bei kleinen Strömungsgeschwindigkeiten auf parallelen Bahnen bewegen, wobei die Geschwindigkeit vom Kanalrand, wo sie durch Haften der Flüssigkeit verschwindet, zum Zentrum zunimmt. Man bezeichnet eine solche Strömung als *laminare Strömung*. Erhöht man die Geschwindigkeit, dann springt sie von einem bestimmten Wert ab in eine *turbulente Strömung* um. Die Wasserteilchen fließen nicht mehr auf parallelen Bahnen, sondern sie bewegen sich mit der Strömung auf unregelmäßigen Bahnen mit seitwärts sowie auf- und abwärts gerichteten Querbewegungen.

REYNOLDS fand bei Untersuchungen von Strömungen, daß für den Wechsel von einer laminaren zu einer turbulenten Strömung eine von ihm definierte und nach ihm benannte Größe,

die Reynoldszahl, entscheidend ist: $Re = \frac{Vd\rho}{\eta}$

V = Geschwindigkeit der Strömung
 d = Durchmesser des Strömungskanals
 η = Viskosität der Flüssigkeit
 ρ = Dichte der Flüssigkeit

Reynolds fand, daß bis $Re < 2300$ die Strömung laminar bleibt und ab $Re > 2300$ turbulent wird.

Maßgebend für die Turbulenz ist der Geschwindigkeitsunterschied zwischen den Strömungselementen im Strömungskanal, auch Geschwindigkeitsscherung genannt, die mit einem Aneinandervorbeigleiten von Flüssigkeitsschichten verbunden ist. Das Umspringen von laminarer Strömung in turbulente ist proportional zur Stärke der Geschwindigkeitsscherung. Die so erzeugte Turbulenz nennt man *mechanische Turbulenz*.

6.9.2 Turbulenz in der planetarischen Grenzschicht

In der Atmosphäre entsteht Turbulenz hauptsächlich in der planetarischen Grenzschicht zwischen Boden und 500 m bis 1000 m Höhe (s. Kap. 1.8.1). Dort findet man eine entsprechende Windscherung zwischen der Haftschrift am Boden, wo die Geschwindigkeit den Wert Null annimmt und der Obergrenze der Ekmanschicht, wo sie geostrophische Werte erreicht (vgl. 6.5.5). Turbulenzfördernd wirkt in der planetarischen Grenzschicht außerdem die kleinräumige Rauigkeit der Erdoberfläche durch Bewuchs, Bebauung und Topographie sowie durch die Wellen auf den Ozeanen. Darum befindet sich die planetarische Grenzschicht, abgesehen von der millimeter- bis zentimeterdicken Bodenhaftschrift, immer in einem turbulenten Strömungszustand.

Die Stärke der Turbulenz in der planetarischen Grenzschicht wird außer den genannten Faktoren noch sehr stark durch den vertikalen Temperaturgradienten bestimmt. Bei stabiler Luftschichtung werden Vertikalbewegungen unterdrückt, wodurch die mechanische Turbulenz eine Abschwächung erfährt. Andererseits wird sie durch labile Schichtung verstärkt, weil die damit verbundenen Auftriebskräfte vertikalbewegungsfördernd wirken. Das ist besonders dort der Fall, wo der Boden stark überhitzt wird. Man spricht dann von *thermischer Turbulenz*.

6.9.3 Turbulenz in der freien Atmosphäre

– Wolkenturbulenz

Außerhalb der planetarischen Grenzschicht findet man Turbulenz hauptsächlich in Wolken. Während für ungesättigte Luft die Schichtung bei einer trockenadiabatischen Temperaturabnahme mit der Höhe von 1 K/100 m labil wird, ist das für Wolkenluft schon bei einem feuchtadiabatischen Temperaturgradienten der Fall. Wolkenluft ist darum häufig weniger stabil geschichtet als trockene Luft, denn viele Wolken sind feuchtindifferent oder gar feuchtlabil geschichtet und neigen darum eher zu Turbulenzen. Das gilt besonders für Konvektionswolken. Man spricht in diesem Zusammenhang von *konvektiver Turbulenz*. Die stärkste konvektive Turbulenz weisen Gewitter auf (s. Kap. 8).

– Scherungsturbulenz in der freien Atmosphäre, Clear Air Turbulence (CAT)

In der freien Atmosphäre herrschen im Bereich der Strahlströme unterhalb der Tropopause sehr starke vertikale als auch

horizontale Windscherungen. Bei vertikalen Windscherungen von mindestens 8 m/s pro Kilometer und horizontalen Scherungen von rund 10 m/s pro Breitengrad wird die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Turbulenz sehr groß. Diese Turbulenz kommt sehr oft in wolkenfreien Schichten vor. Man spricht dann von *Clear Air Turbulence*, abgekürzt CAT. Sie macht sich bei Flügen in dieser Höhe oft als unangenehme Unruhe bemerkbar, die in extremen Fällen für Mensch und Material gefährlich werden kann.

Die horizontale Erstreckung von Gebieten mit CAT liegt bei 80 km, kann aber bis 500 km erreichen. Die vertikale Ausdehnung beträgt im Mittel 600 m. Die unteren Grenzwerte liegen bei 20 m bis 30 m.

–Leewellenturbulenz

Weitere Turbulenzgebiete in der freien Atmosphäre findet man bei starken Winden über gebirgigem Gelände. Diese durch Gravitationswellen ausgelöste Turbulenz ähnelt den Wasserwellen hinter einem Hindernis (im Lee der Strömung), wenn das Wasser mit großer Geschwindigkeit darüber hinwegfließt. Man spricht darum auch von „Leewellenturbulenzen“.

6.9.4 Wirkung der Turbulenz

Die Turbulenz unterliegt denselben Gesetzen wie die Diffusion im molekularen Bereich. So wie durch Diffusion Stoffe und ihre Eigenschaften sich in Richtung des Konzentrationsgefälles und proportional dazu ausbreiten, so findet durch Turbulenz ein Transport von Impuls, Wärme, Wasserdampf oder von Immissionsstoffen ebenfalls in Richtung des entsprechenden Gefälles und proportional zu dessen Stärke statt. Der Hauptunterschied zwischen den molekularen Diffusionsprozessen und dem turbulenten Austausch in der Atmosphäre liegt in der Intensität der Prozesse. Der turbulente Austausch ist in der planetarischen Grenzschicht größenordnungsmäßig etwa 10^5 mal so intensiv wie die molekularen Diffusionsprozesse. Darum kann man beim Transport von Impuls, Wärme, Wasserdampf oder von Luftbeimengungen in der Atmosphäre die Diffusion, die molekulare Reibung und Wärmeleitung vollständig vernachlässigen.

Der turbulente Austausch versucht, das Gefälle der Austauschgrößen zu beseitigen. So kommt es in der planetarischen Grenzschicht bei kräftiger Turbulenz durch den Transport fühlbarer Wärme zu einer Schicht konstanter potentieller Temperatur und durch Austausch des Wasserdampfes zu einer Schicht konstanten Mischungsverhältnisses.

7 Thermodynamische Auswertung aerologischer Vertikalsondierungen

7.1 Allgemeines

Zur vollständigen dreidimensionalen Erfassung der Atmosphäre sind neben Beobachtungen und Messungen am Boden auch Messungen in der freien Atmosphäre erforderlich. Die dazu notwendigen Vertikalsondierungen werden überwiegend von Radiosonden, gelegentlich noch von Flugzeugen, neuerdings auch von meteorologischen Satelliten geliefert.

Die Verwertung dieser Vertikalsondierungen zu horizontalen Darstellungen in Form von absoluten und relativen Topographien wurde im Kapitel 5 bereits eingehend behandelt. Hier wird nun die thermodynamische Auswertung der Vertikalsondierungen, insbesondere hinsichtlich der unterschiedlichen vertikalen Schichtung und deren Bedeutung für die Thermik und die Konvektion, erörtert. Wichtigstes Hilfsmittel für eine solche Auswertung sind thermodynamische Diagrammpapiere.

7.2 Thermodynamische Diagrammpapiere

7.2.1 Zweck und Inhalt

Die thermodynamischen Diagrammpapiere dienen der Auswertung aerologischer Messungen. Sie besitzen im allgemeinen den Luftdruck als Ordinate und die Temperatur als Abszisse und enthalten die entsprechenden Isolinien als Isobaren und Isothermen.

Außerdem befinden sich in den meisten Diagrammpapieren drei Arten von Kurven, nämlich Trockenadiabaten, Feucht- oder Sättigungsadiabaten, oft auch Pseudoadiabaten genannt, und Isolinien des Sättigungsmischungsverhältnisses. Mit diesen Kurven lassen sich Vorgänge in der Atmosphäre graphisch nachvollziehen. Sie werden darum *Vorgangskurven* genannt.

In die Diagrammpapiere werden meteorologische Parameter wie Lufttemperatur t , Taupunkttemperatur t_d oder auf getrennter Skala die Taupunktdifferenz $t-t_d$ sowie die Windrichtung und Windgeschwindigkeit als gemessene Zustandsgrößen eingetragen. Die entsprechenden Kurven heißen darum *Zustandskurven*.

Bei gegebenen Zustandskurven lassen sich mit Hilfe der Vorgangskurven weitere thermodynamische Größen bestimmen, Labilitäts- und Stabilitätsbetrachtungen durchführen sowie Energietransformationen zum Zwecke der Diagnose und Prognose abschätzen.

Wegen der großen Bedeutung der Vorgangskurven werden diese im folgenden einzeln behandelt.

7.2.2 Trockenadiabaten

Das Wort *diabatisch* leitet sich aus dem Griechischen ab und bedeutet hindurchgehend und *adiabatisch* nicht hindurchgehend. Unter einem adiabatischen Vorgang versteht man daher einen Vorgang, bei dem durch eine gedachte Hülle um das System keine Wärme hindurchgeht, dem also keine Wärme von außen zugeführt wird und von dem auch keine Wärme nach außen abgegeben wird. Wärmeänderungen in einem solchen System können darum nur auf Kosten oder zu Gunsten der Energie im Inneren des Systems, *innere Energie* genannt, stattfinden. Eine Wärmeabnahme, erkennbar an einer Temperaturabnahme, ist identisch mit einer Abnahme der inneren Energie, eine Temperaturzunahme mit einer Zunahme der inneren Energie.

Auf die Atmosphäre angewandt haben wir es mit einem trockenadiabatischen Prozeß zu tun, wenn ein trockenes bzw. nicht gesättigtes Luftquantum gegenüber der umgebenden Luft als isoliert betrachtet wird.

Gelangt ein solches Luftquantum unter tieferen Druck, dann dehnt es sich aus. Dabei muß es Ausdehnungsarbeit leisten.

Der dazu erforderliche Energieaufwand kann bei einem adiabatischen Prozeß nur auf Kosten der inneren Energie gehen. Diese muß abnehmen, was durch eine Abkühlung bzw. Temperaturabnahme erkennbar wird. Umgekehrt wird ein Luftquantum komprimiert, wenn es unter höheren Druck kommt (Luftpumpe). Das ist nur möglich, wenn die Umgebung an ihm diese Kompressionsarbeit leistet. Dadurch erhöht sich seine innere Energie um den Betrag dieser Kompressionsarbeit und seine Temperatur steigt an.

Das Ausschalten von Energiezufuhr von außen oder Energieabgabe nach außen ist in der Atmosphäre natürlich hundertprozentig nicht möglich. Es dürfte dann weder Strahlungsabsorption noch Strahlungsemission durch die Luftbestandteile stattfinden, und es dürfte auch kein Wärmeaustausch mit der Umgebung erfolgen. Ersteres ist für die Hauptbestandteile der Luft, Sauerstoff und Stickstoff, weitgehend erfüllt, für Kohlendioxid und hauptsächlich Wasserdampf im Bereich der terrestrischen Strahlung aber nicht. Weil jedoch deren Absorption und Emission sich weitgehend ausgleichen, kann auch dieser Einfluß vernachlässigt werden. Der Wärmeaustausch ist schwerwiegender. Zwar ist die Luft ein schlechter Wärmeleiter, ihr Wärmeaustausch findet aber hauptsächlich durch turbulente Wärmeleitung statt, die wesentlich größer ist als die molekulare Wärmeleitung. Schnell vor sich gehende Druckänderungen können trotzdem in der freien Atmosphäre als quasiadiabatisch angesehen werden. Relativ schnelle Druckänderungen erfahren nur solche Luftquanten, die sich in oder gegen die Richtung des stärksten Druckgefälles, also aufwärts (Druckabnahme) oder abwärts (Druckzunahme) bewegen. Darum können in der Atmosphäre im allgemeinen nur diejenigen Prozesse als adiabatisch angesehen werden, die mit Vertikalbewegungen verbunden sind und zeitlich in der Größenordnung von höchstens einem Tag stattfinden.

Grundlage für die Gleichung der Trockenadiabaten ist die in der Meteorologie gebräuchliche Form des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik:

$$\frac{dq}{T} = ds = c_p d(\ln T) - R_L d(\ln p) \quad (7.1)$$

Dabei bedeuten:

- q spezifische Wärmemenge oder Wärme pro Masseneinheit, welche dem Luftquantum bei einem diabatischen Prozeß zugeführt oder entzogen wird
- T absolute Temperatur
- s spezifische Entropie
- c_p spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
- R_L Gaskonstante für trockene Luft
- p Luftdruck

Spezifisch bedeutet *pro Masseneinheit*; es wird durch kleingeschriebene Buchstaben kenntlich gemacht.

Setzt man in Gleichung (7.1) $dq = 0$, dann handelt es sich um einen adiabatischen Prozeß und (7.1) vereinfacht sich zu:

$$d(\ln T) = R_L/c_p d(\ln p) \quad (7.2)$$

oder integriert in den Grenzen zwischen T_0 , p_0 und T, p

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{R_L/c_p} \quad (7.3)$$

Die Konstante $R_L/c_p = k$ hat einen Wert von 0,2857.

Gleichung (7.3) ist die *Poissonsche Gleichung* oder *Adiabategleichung*. Sie gibt an, welche Temperatur T ein Luftquan-

tum mit der Anfangstemperatur T_0 und einem Anfangsdruck p_0 annimmt, wenn es adiabatisch unter den Druck p gelangt.

Stellt man den Zusammenhang zwischen T und p in einem Koordinatenblatt dar, dann ist diese Kurve eine Trockenadiabate. Sie gibt an, wie sich die Temperatur eines ungesättigten Luftquantums ändert, wenn sich sein Druck ohne Wärmeaustausch mit der Umgebung ändert.

Setzt man in der Adiabategleichung für p einen Druck von 1000 hPa ein und bezeichnet die zugehörige Temperatur T als *potentielle Temperatur*, dann wird aus der Adiabategleichung die Gleichung für die potentielle Temperatur

$$\Theta = T_0 \left(\frac{1000}{p_0}\right)^{R_L/c_p} \quad (7.4)$$

Die potentielle Temperatur Θ ist demnach die Temperatur, die ein Luftquantum mit der Temperatur T_0 und dem Luftdruck p_0 annimmt, wenn man es adiabatisch unter einen Druck von 1000 hPa bringt.

Die Adiabaten sind somit Linien gleicher potentieller Temperatur; sie werden in thermodynamischen Diagrammpapieren mit der 1000-hPa-Temperatur beziffert. Bei trockenadiabatischen Bewegungen ändert sich die potentielle Temperatur nicht. Sie ist darum eine konservative Größe der Luft, solange keine Kondensation oder Verdunstung stattfindet.

Für adiabatische Prozesse erfährt auch die spezifische Entropie s keine Änderung und bleibt somit konstant. Darum ist die Adiabate auch eine Linie gleicher Entropie, eine *Isentrope*, und ein adiabatischer Prozeß ist ein isentroper Prozeß.

Den Zusammenhang zwischen der Entropie s und der potentiellen Temperatur Θ erhält man durch logarithmische Differentiation der Gleichung (7.4).

$$c_p d(\ln \Theta) = c_p d(\ln T) - R_L d(\ln p). \quad (7.5)$$

Die rechte Seite ist aber nach Gleichung (7.1) gleich ds.

Die Integration von (7.5) ergibt daher:

$$s = c_p \ln \Theta + c, \quad (7.6)$$

wobei c eine Konstante ist.

Zur Berechnung des trockenadiabatischen Temperaturgradienten geht man davon aus, daß ein isoliert aufsteigendes Luftquantum mit dem Druck p' und der Dichte ρ' in jedem Augenblick den Druck p und die Dichte ρ der Umgebungsluft annimmt. Man erhält mit Hilfe der Differentialform der Adiabategleichung (7.2)

$$\frac{dT}{T} = \frac{R_L}{c_p} \frac{dp}{p}, \quad (7.7)$$

der statischen Grundgleichung (5.18)

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

und der Gasgleichung (5.20)

$$p = R_L T \rho$$

durch Einsetzen von dp' (aus 5.18) und p (aus 5.20) in 7.7:

$$-\frac{dT}{T} = g/c_p \quad (7.8)$$

Der trockenadiabatische Temperaturgradient ist also eine Konstante

$$g/c_p = 0,0098 \text{ K/m} \approx 1 \text{ K/100 m.}$$

Ein trockenadiabatisch aufsteigendes bzw. absinkendes Luftquantum vermindert bzw. erhöht seine Temperatur um 1 K je 100 m Höhenunterschied.

7.2.3 Feuchtadiabaten

Wenn durch eine adiabatische Abkühlung die Taupunkttemperatur unterschritten wird, kondensiert Wasserdampf zu Wolkentröpfchen. Bei weiterer Abkühlung des isolierten Luftquantums durch Expansion erfolgt eine fortlaufende Kondensation des übersättigten Wasserdampfes. Dadurch wird Kondensationswärme frei. Diese Wärme entstammt dem Wärmehalt des isolierten Luftquantums, wird also nicht von außen zugeführt. Der Prozeß verläuft demnach adiabatisch. Weil die frei werdende Kondensationswärme das Luftquantum erwärmt, ist die Abkühlung entsprechend geringer als beim trockenadiabatischen Prozeß, und man spricht dann von einem *kondensationsadiabatischen* bzw. bei Sublimation von einem *sublimationsadiabatischen Prozeß*. Da die Eiskristallbildung in der Atmosphäre überwiegend über das Tröpfchenstadium erfolgt, sind in den Diagrammpapieren im allgemeinen nur *Kondensationsadiabaten* enthalten. Darum ist auch hier in der Folge nur die Rede von der Kondensationsadiabate. Sie wird meistens kurz *Feuchtadiabate* und der kondensationsadiabatische Prozeß *feuchtadiabatisch* genannt.

Man unterscheidet zwei Möglichkeiten des feuchtadiabatischen Prozesses, den reversiblen (umkehrbaren) und irreversiblen (nicht umkehrbaren).

Beim *reversiblen kondensationsadiabatischen Prozeß* wird angenommen, daß das kondensierte Wasser im aufsteigenden Luftquantum verbleibt und beim Absteigen in das Ausgangsniveau wieder verdunstet. Formelmäßig läßt sich die frei werdende Kondensationswärme in der Formel (7.2) dadurch berücksichtigen, daß man einen variablen Faktor β (T, p) einführt, der kleiner als 1 sein muß.

$$d(\ln T) = \beta R_L / c_p d(\ln p) \quad (7.9)$$

Die Gleichung der Trockenadiabate (7.3) geht dann in die Gleichung der reversiblen Kondensationsadiabate über, meist kurz *Feuchtadiabate* genannt

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\beta R_L / c_p} \quad (7.10)$$

Der Faktor β ist durch folgende Gleichung bestimmt:

$$\beta = \frac{p + 0,623 \frac{LE/R_L T}{p + 0,623 \frac{dE}{dT}}}{p + 0,623 \frac{dE}{dT}} \quad (7.11)$$

L = spezifische Verdampfungswärme
E = Sättigungsdampfdruck.

Der feuchtadiabatische Temperaturgradient unterscheidet sich um den Faktor β vom trockenadiabatischen Temperaturgradienten. Da letzterer 1 K/100 m beträgt, hat der feuchtadiabatische Temperaturgradient den Wert β K/100 m.

Weil die Menge kondensierenden Wasserdampfes pro K Abkühlung bei hohen Temperaturen wesentlich größer ist als bei tiefen Temperaturen, was man einer Dampfdrucktabelle oder einer Dampfdruckkurve (Abb. 8.5) leicht entnehmen kann, wird bei hohen Temperaturen mehr Kondensationswärme frei als bei tiefen. Darum sind auch der Faktor β und der feuchtadiabatische Temperaturgradient bei hohen Tempe-

raturen klein. β nähert sich bei tiefen Temperaturen dem Wert 1 und der feuchtadiabatische Gradient dem trockenadiabatischen. Das zeigt deutlich die Tabelle 7.1, welche den Wert des Faktors β in Abhängigkeit vom Druck und der Temperatur und darum angenähert auch den feuchtadiabatischen Temperaturgradienten pro 100 m enthält.

Tab. 7.1: Faktor β und angenäherter feuchtadiabatischer Temperaturgradient

t °C	p [hPa]							
	1000	700	500	300	200	150	100	75
- 70	0,999	0,999	0,998	0,997	0,996	0,994	0,992	0,990
- 65	0,998	0,998	0,997	0,994	0,992	0,989	0,983	0,978
- 60	0,997	0,996	0,994	0,990	0,986	0,981	0,971	0,962
- 55	0,995	0,993	0,990	0,983	0,975	0,967	0,950	0,938
- 50	0,992	0,988	0,984	0,973	0,959	0,948	0,924	0,891
- 45	0,986	0,981	0,973	0,955	0,936	0,909	0,874	
- 40	0,976	0,966	0,952	0,926	0,894	0,866	0,804	
- 35	0,964	0,950	0,933	0,894	0,850	0,814		
- 30	0,944	0,923	0,895	0,841	0,782	0,731		
- 25	0,913	0,881	0,842	0,766	0,694	0,636		
- 20	0,871	0,829	0,778	0,680	0,602			
- 15	0,829	0,776	0,718	0,615	0,530			
- 10	0,777	0,714	0,648	0,541	0,460			
- 5	0,722	0,653	0,583	0,480				
+ 0	0,656	0,584	0,514	0,418				
+ 5	0,600	0,527	0,462	0,376				
+ 10	0,543	0,474	0,414					
+ 15	0,484	0,420	0,367					
+ 20	0,441	0,380	0,338					
+ 25	0,398	0,348	0,310					
+ 30	0,368	0,324						

Ein feuchtadiabatisch aufsteigendes bzw. absinkendes Wolkenluftquantum vermindert bzw. vermehrt seine Temperatur pro 100 m Höhenunterschied um β K.

Weil bei Sättigung die Werte der Lufttemperatur, der Taupunkttemperatur und der Temperatur des feuchten Thermometers, der Feuchttemperatur, gleich sind, gibt die Feuchtadiabate an, wie sich die Lufttemperatur oder die Taupunkttemperatur oder die Feuchttemperatur eines gesättigten bzw. Wolkenluftquantums ändern, wenn sein Druck sich ohne Austausch mit der Umgebung ändert.

Setzt man in der Feuchtadiabatengleichung (7.10) für p einen Druck von 1000 hPa ein und gibt der zugehörigen Temperatur T die Bezeichnung *feuchtpotentielle Temperatur* Θ_{sw} , dann wird aus der Feuchtadiabatengleichung die Gleichung für die feuchtpotentielle Temperatur:

$$\Theta_{sw} = T_0 \left(\frac{1000}{p_0}\right)^{\beta R_L / c_p} \quad (7.12)$$

Die feuchtpotentielle Temperatur ist demnach die Temperatur, die ein gesättigtes Luftquantum mit der Temperatur T_0 und dem Luftdruck p_0 annimmt, wenn man es feuchtadiabatisch unter einen Druck von 1000 hPa bringt.

Die Feuchtadiabaten werden in manchen thermodynamischen Diagrammpapieren mit der Temperatur der Feuchtadiabaten in 1000 hPa beziffert (wie z. B. im (T, log p)-Diagramm des Geophysikalischen Beratungsdienstes der Bundeswehr). Sie sind Linien konstanter feuchtpotentieller Temperatur. Bei adiabatischen Vertikalbewegungen gesättigter Luft ändert sich die feuchtpotentielle Temperatur nicht. Sie ist darum eine konservative Größe für Bewegungen von Wolkenluft.

So wie die Adiabate eine Isentrope ist, ist die Feuchtadiabate eine Feuchtisentrope und der feuchtadiabatische Prozeß ein feuchtisentroper Prozeß.

Fällt bei Druckabnahme das kondensierende Wasser sofort aus dem Luftquantum aus, so kommt es zu einem *irreversiblen Kondensationsprozeß*. Die frei gewordene Kondensationswärme verbleibt dabei größtenteils im Luftquantum. Nur ein vernachlässigbar geringer Anteil wird mit dem ausfallenden Wasser dem Luftquantum entzogen, das sich darum etwas mehr abkühlt als beim reversiblen Prozeß. Nachdem bei der Druckabnahme das Kondensationswasser ausgefallen ist, kann der Prozeß nicht mehr rückgängig gemacht werden. Die Wasserdampfmenge des Luftquantums ist um die ausgefallene Wassermenge geringer und seine Temperatur höher als vorher, wenn das Luftquantum trockenadiabatisch ins Ausgangsniveau absteigt.

Der irreversible Kondensationsprozeß ist nicht mehr streng adiabatisch. Er wird darum auch *pseudoadiabatisch* genannt und die entsprechenden Feuchtadiabaten *Pseudoadiabaten*. Die irreversiblen Feuchtadiabaten werden in der Praxis mit den reversiblen Feuchtadiabaten gleichgesetzt. Sie werden aber meist (zum Beispiel im Stüve-Diagramm) mit der potentiellen Temperatur derjenigen Trockenadiabate beziffert, der sie sich bei tiefen Temperaturen und niedrigem Druck asymptotisch nähern. Diese Temperatur nennt man *pseudopotentielle Temperatur*. Die pseudopotentielle Temperatur ist demnach die Temperatur, welche ein gesättigtes Luftquantum annimmt, wenn man es so lange feuchtadiabatisch abkühlt, bis aller Wasserdampf ausgefallen ist und dann trockenadiabatisch auf einen Druck von 1000 hPa bringt.

7.2.4 Linien gleichen Sättigungsmischungsverhältnisses

Das Mischungsverhältnis gibt an, wieviel g Wasserdampf mit einem kg trockener Luft gemischt sind (4.1).

Das Sättigungsmischungsverhältnis ist nach Formel (4.10)

$$r_w = 622 \frac{E}{p-E}$$

Der Sättigungsdampfdruck E ist nur noch eine Funktion der Temperatur. Trägt man den Zusammenhang zwischen p und T nach obiger Gleichung in ein (p,T)-Koordinierungssystem ein, dann erhält man die Vorgangskurve des Sättigungsmischungsverhältnisses.

Bei einem bestimmten Druck entspricht einem gegebenen Sättigungsmischungsverhältnis eine bestimmte Sättigungstemperatur oder ein bestimmter Taupunkt. Bei bekanntem Druck und Taupunkt ist darum das wahre Mischungsverhältnis r eines Luftquantums gegeben. Dieses kann sich nicht ändern, solange keine Kondensation und Verdunstung stattfinden. Das bedeutet, daß das Mischungsverhältnis eines Luftquantums bei trockenadiabatischen Vertikalbewegungen konstant bleibt.

Die Vorgangskurve des Sättigungs-Mischungsverhältnisses durch die Taupunkttemperatur eines ungesättigten Luftquantums gibt darum an, wie sich seine Taupunkttemperatur ändert, wenn sich sein Druck ändert.

7.3 Das Stüve-Diagramm

Das von Stüve entwickelte und nach ihm benannte thermodynamische Diagrammpapier – kurz Stüve-Diagramm genannt – wird seit langem im Deutschen Wetterdienst benutzt (s. Anl.). Es ist dadurch gekennzeichnet, daß in ihm die Trockenadiabaten gerade Linien sind. Aus der Poissonschen Gleichung (7.3) ergibt sich, daß dies dadurch zu erreichen ist, daß ein Koordinatensystem mit

$$\begin{aligned} x &= T \\ y &= p^{R_L/c_p} \end{aligned}$$

gewählt wird. In einem solchen Koordinatensystem stellen die Adiabaten eine Geradenschar dar, die sich im Koordinatenursprung ($T = 0, p = 0$) schneiden und gegen die x-Achse die Neigung $y_0/x_0 = (p_0^{R_L/c_p}/T_0)$ besitzen (Abb. 7.1).

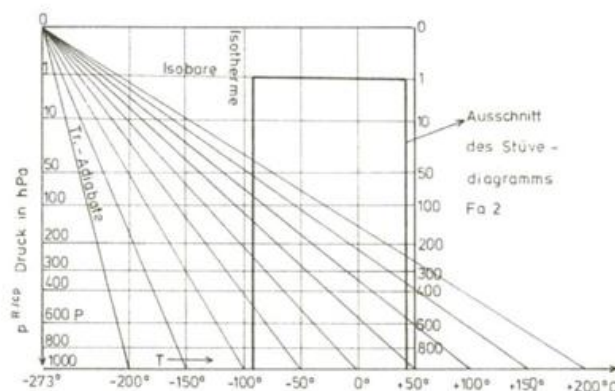


Abb. 7.1
Adiabaten im Stüve-Diagramm

Das Stüvediagramm ist nicht energietreu. Das bedeutet, eine bestimmte Fläche im Diagramm entspricht nicht bei jedem Druck derselben Energie. Sie läßt sich allerdings mit einem vom Druck abhängigen Umrechnungsfaktor in eine entsprechende Energie umwandeln. Das ist der Hauptnachteil des Stüve-Diagramms bei Energiebetrachtungen, dem der Vorteil geradliniger Trockenadiabaten gegenübersteht.

Im einzelnen enthält das Stüve-Diagramm folgende Liniensysteme, Zahlen- und sonstige Angaben:

Die Temperatur ist auf der Abszisse in einem linearen Maßstab aufgetragen. Die *Isothermen* sind senkrecht gerade Linien. Die Isothermen von -60°C abwärts tragen eine zusätzliche Beschriftung mit 0, 5, 10 usw. Dieser Bereich dient der Darstellung der Taupunktdifferenz $t-t_d$. Bei 225 hPa ist zusätzlich eine Fahrenheit-Skala eingedruckt.

Die *Isobaren* sind waagerechte grüne Geraden, deren Abstände mit abnehmendem Luftdruck größer werden. Die 50- und 100-hPa-Intervalle sind stärker ausgeführt, außerdem die 225-hPa-Isobare.

Gemäß internationaler Übereinkunft bezeichnet man folgende Druckflächen als Haupt- oder Standard-Isobarenflächen: 1000, 850, 700, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30, 20 und 10 hPa.

Die *Trockenadiabaten* sind grüne Linien, die im Abstand von 5 zu 5 K von rechts unten nach links oben verlaufen, aber nicht parallel, sondern strahlenförmig zu dem (außerhalb des Blattes liegenden) Punkt $p = 0$ hPa, $T = 0$ K hin. Sie sind mit dem Wert in °C beziffert, mit dem sie die Temperaturskala in 1000 hPa schneiden, der also den Wert der potentiellen Temperatur angibt.

Die *Linien gleichen Sättigungsmischungsverhältnisses* sind in roter Farbe als gestrichelte Linien eingedruckt, die steil von rechts unten nach links oben verlaufen (Winkel zur Ordinate ca. 20°) und wegen der exponentiellen Luftdruckskala geringfügig nach links gekrümmt sind. Da das Sättigungsmischungsverhältnis nicht linear mit der Temperatur zunimmt, ist es bei sehr tiefen Temperaturen in feinsten, bei sehr hohen Temperaturen nur noch in groben Abstufungen dargestellt. Die Skala umfaßt den Bereich von 0,01 g/kg bis 50 g/kg.

Die *Feuchtadiabaten* verlaufen als rot ausgezogene Kurven im Abstand von 5 zu 5 K mit einer Linkskrümmung von rechts unten nach links oben und nähern sich dabei immer mehr (asymptotisch) den Trockenadiabaten. Wie diese treffen sich alle Feuchtadiabaten im Punkt $p = 0$, $T = 0$. Praktisch aber fallen Trocken- und Feuchtadiabaten bereits bei ca. -60°C zusammen. Die an sie angeschriebenen Zahlen (-40, -20 usw. bis 140) sind die Werte der pseudopotentiellen Temperatur.

Der *virtuelle Temperaturzuschlag* für eine relative Luftfeuchte von 100 % bei gegebener Temperatur kann aus dem Abstand von kurzen schrägen grünen Strichen entnommen werden, die auf jeder 100er-Isobare angebracht sind.

Die für die Berechnung der absoluten Höhen der Druckflächen benötigten *Schichtdicken* sind in geopotentiellen Dekametern in jeweils etwa der Mitte zwischen zwei Berechnungsflächen in grün eingedruckt.

Als kräftige durchgezogene rote Linie ist der Temperaturverlauf der *US-Standard-Atmosphäre* angegeben.

Die nach der US-Standard-Atmosphäre berechneten *Höhen der Druckflächen* (QNE = Höhen über 1013,25 hPa) sind als Höhenskalen in geopotentiellen km bzw. 1000-Fuß-Stufen grün am rechten (bis 100 hPa) und am linken Rand (ab 300 hPa) eingedruckt.

Die Stüve-Diagramme im Format DIN A2 enthalten am rechten Rand eine grüne Skala, die für jedes Druckniveau den *Faktor zur exakten Berechnung der Energie pro cm²* des Diagramms angibt.

In der rechten oberen Ecke des Stüve-Diagramms im Format DIN A2 findet man ein Nomogramm, das sog. *Magnus-Diagramm*, das den Zusammenhang zwischen relativer Feuchte (Ordinate), Taupunktdifferenz (Abszisse) und verschiedenen Temperaturen (Isothermen) von +60° bis -60°C wiedergibt.

Windangaben zu den verschiedenen Druckniveaus werden auf der 25-K-Isotherme der Taupunktdifferenz zeichnerisch dargestellt, wobei die Isotherme die N-S-Richtung, die Isobare die W-E-Richtung darstellt.

7.4 Das (T, log p)-Diagramm

Das (T, log p)-Diagramm ist heute weit verbreitet und wird auch im Geophysikalischen Beratungsdienst der Bundeswehr verwendet. Es ist ein sogenanntes Emagramm (Abkürzung für Energie-pro-Masse-Diagramm) und wurde von HERLOFSON entwickelt. Sein Hauptvorteil ist die Energietreue, d.h. daß auf dem Diagramm eine Fläche zwischen zwei Zustandskurven direkt der Energie proportional ist, die für eine Zustandsänderung der Luft von dem einen in den anderen Zustand aufzuwenden bzw. abzuführen wäre. Dies läßt sich wie folgt zeigen:

Die Geopotentialdifferenz zwischen zwei Druckflächen kann man nach Gleichung (5.31) in der Form schreiben

$$d\Phi = R_L T \frac{dp}{p} = R_L T d(\ln p), \quad (7.13)$$

wobei hier T_v durch T ersetzt, also trockene Luft angenommen wird. Bei Vertikalbewegungen zwischen zwei Druckflächen p_1 und p_2 erhält man die Geopotentialdifferenz $\Phi_2 - \Phi_1$ durch Integration von (7.13)

$$\Phi_2 - \Phi_1 = \int_{p_1}^{p_2} R_L T d(\ln p). \quad (7.14)$$

Wählt man also ein Koordinatensystem mit der absoluten Temperatur als Abszisse und $\ln p$ als Ordinate, dann ist eine auf dem Diagramm dargestellte Fläche proportional einer potentiellen Energie. Eine Dimensionsbetrachtung der Größen hinter dem Integral ergibt J/kg, eine Energie pro Masseneinheit; die Fläche von 1 cm² im Diagramm entspricht in allen Druckniveaus der gleichen spezifischen Energie.

Beim (Skew T, log p)-Diagramm (wie es in der US-Originalausgabe heißt) ist das Koordinatensystem nicht rechtwinklig, sondern die *Isothermen* bilden einen Winkel von 45° zu den Isobaren. Sie verlaufen schräg (skew) von links unten nach rechts oben. Das hat den Vorteil, daß die Temperaturzustandskurven nicht so große Abszissenlängen benötigen wie im rechtwinkligen (p, T)-Koordinatensystem. Zudem treten Isothermien und Inversionen deutlicher hervor.

Eine besondere Skala für die Taupunktdifferenz gibt es nicht; vielmehr werden üblicherweise die Zustandskurven der Lufttemperatur und der Taupunkttemperatur eingezeichnet.

Die *Isobaren* sind waagerechte braune Geraden; sie reichen von 1050 hPa bis 100 hPa.

Wenn Aufstiege auch über 100 hPa hinaus dargestellt werden sollen, kann wegen der logarithmischen p-Skala eine um den Faktor 4 versetzte p-Skala benutzt werden. Auf dieser kann ein weiterer Kurvenzug in das Blatt eingezeichnet werden, der die Verlängerung des bei 100 hPa abgebrochenen Kurvenzugs darstellt. Die Werte von 100 hPa werden dann bei 400 hPa, von 90 hPa bei 360 hPa usw. eingetragen.

Die entsprechenden Luftdruckwerte sind links außerhalb des Koordinatensystems in eckigen Klammern angegeben, ebenso kleingedruckt in eckigen Klammern die Höhen der Hauptdruckflächen nach der ICAO-Standard-Atmosphäre in geopotentiellen Metern und in runden Klammern die Höhen in Fuß.

Wegen der logarithmischen Druckskala sind die *Trockenadiabaten* keine geraden, sondern gekrümmte Linien, die von rechts unten nach links oben, steiler werdend, verlaufen. Sie

sind in brauner Farbe von 2°C zu 2°C eingedruckt und mit den Werten der potentiellen Temperatur beziffert. Für Werte oberhalb 100 hPa findet man die potentiellen Temperaturen am linken Rand kleingedruckt und schräggehend in runden Klammern.

Die *Linien gleichen Sättigungsmischungsverhältnisses* sind aufgrund der logarithmischen Druckskala fast gerade Linien und sind feingestrichelt in grüner Farbe für den Bereich von 0,1 g/kg bis 76 g/kg eingedruckt.

Die *Feuchtadiabaten* sind zwischen 1050 und 200 hPa als durchgezogene grüne Linien ausgeführt. Sie sind in Abständen von 2°C zu 2°C mit der Temperatur beziffert, bei der sie die 1000-hPa-Isobare schneiden, also mit den Werten der feuchtpotentiellen Temperatur.

Die *Schichtdicken* sind als grüne Skalen an der Oberseite einer Mittellinie in geopotentiellen Hektometern, an der Unterseite in geopotentiellen Hektometern angegeben. Am linken Ende findet man die Druckintervalle, auf die sie sich beziehen. Diese Intervalle sind meist etwas größer als im Stüve-Diagramm.

Der Temperaturverlauf der *ICAO-Standard-Atmosphäre* ist als kräftige braune Linie dargestellt. Die Höhen ihrer Druckflächen sind links in grüner Farbe in 100-m- bzw. 500-Fuß-Intervallen eingesetzt.

Ganz links außen befinden sich zwei senkrechte Linien für die *Winddarstellung*. Die Luftdruckwerte, für die regelmäßig Höhenwinde gemeldet werden, sind durch kräftige Punkte markiert.

Zur *Kondensationsstreifen-Vorhersage* sind parallel zu den Linien gleichen Sättigungsmischungsverhältnisses zwei kräftige grüne Linien, die linke gestrichelt, die rechte durchgezogen, enthalten. Liegt die Temperaturzustandskurve links der gestrichelten Linie ($r_w = 0,13 \text{ g/kg}$), ist selbst in trockener Luft Kondensstreifenbildung zu erwarten. Liegt die Temperaturzustandskurve dagegen rechts der durchgezogenen Linie, wird keine Kondensstreifenbildung eintreten.

7.5 Gleichgewichtszustände in der Atmosphäre

7.5.1 Beispiel aus der Mechanik

Zur Definition der Gleichgewichtszustände betrachtet man in der Physik das Verhalten eines im Gleichgewicht befindlichen Systems, das ein wenig aus dem Gleichgewichtszustand herausgebracht und dann sich selbst überlassen wird. Bewegt sich das System in Richtung auf das Gleichgewicht zurück, spricht man von *stabilem Gleichgewicht*, entfernt es sich immer weiter davon, handelt es sich um *labiles Gleichgewicht*, befindet sich das System auch nach einer Veränderung im Gleichgewicht, so herrscht *indifferentes Gleichgewicht*.

Anschauliches Beispiel aus der Mechanik ist die Bewegung einer rollenden Kugel (s. Abb.7.2.):

- Liegt die Kugel in einer Schale, so herrscht *stabiles Gleichgewicht*. Bei einer Verschiebung rollt sie infolge der Schwerkraft beschleunigt in die Ausgangslage zurück, schießt wegen ihrer kinetischen Energie über die Ruhelage hinaus, pendelt zurück usw., bis sie schließlich unter dem Einfluß der Reibung in der Ausgangslage zur Ruhe kommt.
- Liegt die Kugel auf dem höchsten Punkt einer umgestülpten Schale, so herrscht *labiles Gleichgewicht*. Wird sie etwas

verschoben, so rollt sie infolge der Schwerkraft weiter von der Ausgangslage weg.

- Liegt die Kugel auf einer horizontalen ebenen Fläche, so herrscht *indifferentes Gleichgewicht*. Bei einer beliebigen Verschiebung auf der Ebene ist sie immer im Gleichgewicht.

7.5.2 Trockene Luft

Überträgt man das Beispiel aus der Mechanik auf die Atmosphäre, so muß man einige vereinfachte Voraussetzungen machen:

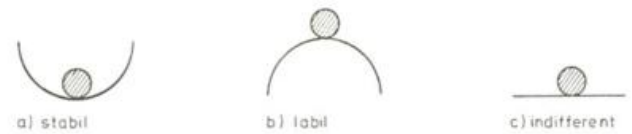


Abb. 7.2
Gleichgewichtszustände in der Mechanik

Anstelle der Kugel tritt ein kleines Luftpaket (engl. parcel, deshalb auch die Bezeichnung *Parcel-Methode*). Dieses Luftpaket besitzt vor einer vertikalen Verschiebung dieselbe Dichte bzw. Temperatur wie die umgebende Luft. Ihm wird keine Wärme zugeführt oder entzogen, d.h. es erfährt eine adiabatische Expansion oder Kompression, und es tritt keine Mischung mit der umgebenden Luft ein. Die in der Umgebung des vertikal bewegten Luftpaketes stattfindenden Kompensationsbewegungen sind so klein, daß sie vernachlässigt werden können.

Diese Bedingungen entsprechen nur annähernd der Wirklichkeit. Die Luft ist zwar ein schlechter Wärmeleiter, auch sind die Temperaturänderungen durch Strahlung gering im Verhältnis zu denen, die Expansion und Kompression der Luft bei Vertikalbewegungen bewirken. Die Mischung des Luftpaketes mit der Umgebungsluft kann aber bei kräftigen Vertikalbewegungen, besonders in Quellwolken, beträchtlich sein.

Trotz dieser Einschränkungen ist die Parcel-Methode eine brauchbare Methode, um Vertikalbewegungen und die sich daraus entwickelnden Wolken abzuschätzen und vorherzusagen.

Wir betrachten zunächst ein trockenes Luftpaket.

Ist der Temperaturgradient in der durch die Zustandskurve vorgegebenen Luftschicht kleiner als der trockenadiabatische Gradient, z.B. $0,5 \text{ K}/100 \text{ m}$ (Abb. 7.3 a), so kühlt sich ein vertikal angestoßenes Luftpaket, im folgenden als Luftpaket bezeichnet, bei einer Bewegung nach oben um $1 \text{ K}/100 \text{ m}$ ab und erwärmt sich um denselben Betrag bei einer Bewegung nach unten. Es wird also in unserem Beispiel bei einem Stoß nach oben je 100 m Aufstieg um $0,5 \text{ K}$ kälter als die umgebende Luft. Dadurch wird es schwerer als diese und in seiner Aufwärtsbewegung wie ein nach oben geworfener Stein abgebremst bis es zum Stillstand kommt. Anschließend sinkt es beschleunigt abwärts, erwärmt sich um 1 K pro 100 m und erreicht in seiner Ausgangslage wieder die Anfangstemperatur der umgebenden Luft. Infolge der kinetischen Energie des Luftpaketes schießt es nun abwärts über die Anfangslage hinaus und wird zunehmend wärmer als die Umgebung.

Dadurch wird seine Abwärtsbewegung gebremst, bis sie wieder Null wird und das Luftquantum nunmehr beschleunigt aufwärts bewegt wird. Es pendelt wie die Kugel in der Kugelschale um die Ausgangsposition und kommt schließlich, durch die Reibung mit der umgebenden Luft bedingt, dort zur Ruhe.

Dieser Fall, bei welchem der Temperaturgradient der umgebenden Luft kleiner ist als der trockenadiabatische Gradient, stellt eine *stabile Luftschichtung* dar. Die rückholenden Kräfte werden um so größer, je geringer die Temperaturabnahme der Umgebungsluft mit der Höhe ist bzw. je steiler im aerologischen Diagrammpapier die Zustandskurve im Vergleich zur Vorgangskurve, der Trockenadiabaten, verläuft. Zu den stabilsten Schichten zählen Schichten mit Temperaturzunahme, die Inversionen; sie sind besonders vertikalbewegungshemmend. Deshalb werden die Inversionen auch als Sperrschichten bezeichnet.

Wenn der Temperaturgradient der Zustandskurve größer ist als der trockenadiabatische, dann wird bei einem Anstoß eines Luftquantums nach oben dieses mit der Höhe zunehmend wärmer sein als die umgebende Luft und anwachsenden Auftrieb gewinnen. Bei einem Anstoß nach unten wird es laufend kälter als die Umgebung und gewinnt zunehmenden Abtrieb.

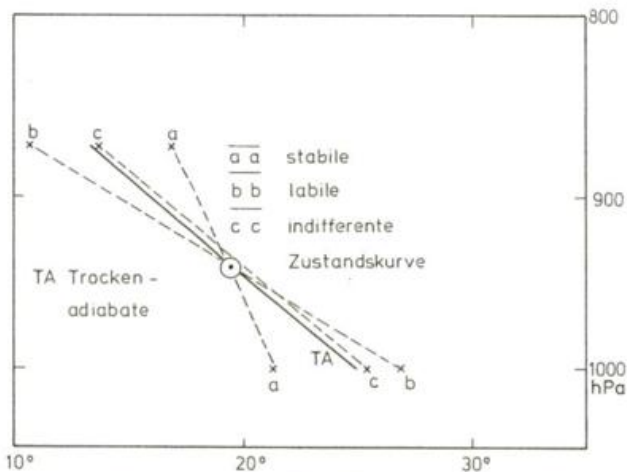


Abb. 7.3
Gleichgewichtszustände trockener Luft

Das entspricht dem labilen Fall der Kugel auf der umgestülpten Kugelschale (Abb. 7.3.b).

Die Schichtung der Atmosphäre ist demnach *labil*, wenn die Temperaturabnahme mit der Höhe größer als der trockenadiabatische Gradient, also größer als $1 \text{ K}/100 \text{ m}$, ist. Die Zustandskurve verläuft dann weniger steil als die Trockenadiabate.

Zwischen beiden Fällen liegt die *indifferente Schichtung*. Ein Luftquantum, das bei einem Anstoß nach oben oder unten immer dieselbe Temperatur annimmt wie die Umgebungsluft, wird durch Auftriebs- oder Abtriebskräfte weder verzögert noch beschleunigt. Es bewegt sich mit seiner Anstoßgeschwindigkeit solange weiter, bis es durch Reibung mit der Umgebungsluft zur Ruhe kommt. Das ist nur möglich, wenn die Temperaturabnahme der Umgebungsluft mit der Höhe genau so groß ist wie die des adiabatisch aufsteigenden Quantums, nämlich $1 \text{ K}/100 \text{ m}$.

Die Schichtung der Atmosphäre ist demnach bei trockener Luft indifferente, wenn ihre Temperaturabnahme mit der Höhe

gleich dem trockenadiabatischen Gradienten ist, also gleich $1 \text{ K}/100 \text{ m}$. Die Zustandskurve besitzt dann dieselbe Neigung wie die Trockenadiabate (Abb. 7.3.c)

7.5.3 Gesättigte Luft

In gesättigter Luft, wie z.B. in Wolkenluft, ist die Vorgangskurve für ein vertikal verschobenes Wolkenluftquantum, das einen reversiblen kondensationsadiabatischen Prozeß (s.Kap. 7.2.3) durchläuft, die Feuchtadiabate. Dann gelten für die Gleichgewichtszustände der Wolkenluft dieselben Überlegungen wie für trockene Luft nur mit dem Unterschied, daß nun die Feuchtadiabate zur Vorgangskurve wird und man den Temperaturgradienten der umgebenden Luft auf den feuchtadiabatischen Temperaturgradienten sowie die Neigung der Zustandskurve auf die der Feuchtadiabate beziehen muß. Die Schichtung der Atmosphäre ist:

- feuchtstabil, wenn der vertikale Temperaturgradient der Zustandskurve kleiner ist als der feuchtadiabatische Gradient,
- feuchtlabil, wenn er größer ist als der feuchtadiabatische Gradient,
- feuchtindifferent, wenn er genau so groß ist wie der feuchtadiabatische Gradient.

Die Zustandskurve verläuft dann im 1. Fall steiler, im 2. weniger steil als die Feuchtadiabate. Im 3. Fall haben beide Kurven gleiche Neigung (Abb. 7.4).

7.5.4 Bedingte Stabilität oder Labilität

Die Atmosphäre kann bei gleichem Temperaturgradienten für Vertikalbewegungen ungesättigter Luft stabil und für gesättigte Luft labil geschichtet sein.

Man spricht dann von bedingter Stabilität bzw. Labilität. Die Schichtung ist stabil unter der Bedingung, daß keine Kondensation eintritt bzw. labil unter der Bedingung, daß es sich um Wolkenluft handelt (Abb. 7.4).

7.5.5 Hebungskondensationsniveau (HKN)

Wird ein ungesättigtes Luftquantum durch irgend einen Prozeß, z.B. turbulenten Stoß oder durch ein Hindernis zu trockenadiabatischem Aufsteigen gezwungen, dann gibt die zu seiner Anfangstemperatur gehörige Adiabate seine Temperaturänderung während des Aufsteigens an. Weil sich dabei das Mischungsverhältnis nicht ändert, nimmt die Taupunkttemperatur des Luftquantums entsprechend der Kurve des Mischungsverhältnisses ab. Wo die beiden Kurven, die Trockenadiabate und das Mischungsverhältnis, sich schneiden, nehmen Temperatur und Taupunkt des aufsteigenden Quantums gleiche Werte an. Von diesem Niveau ab setzt Kondensation des übersättigten Wasserdampfes ein. Es heißt darum *Hebungs-Kondensations-Niveau (HKN)* (Abb.7.5).

7.5.6 Latente Labilität und Niveau freier Konvektion

Bei bedingt labiler Schichtung kehrt ein Luftquantum, solange keine Kondensation einsetzt, in seine Ausgangslage zurück. Ist jedoch der Anstoß so kräftig, daß es über das Hebungskondensationsniveau hinaus gelangt, kann es eventuell eine Höhe erreichen, wo es wärmer wird als die Umgebungsluft und nun durch freien Auftrieb weiter aufwärts beschleunigt wird. Dieses Niveau nennt man *Niveau freier*

Konvektion. Es ist bekannter unter der englischen Bezeichnung *Level of free convection* (LFC). Das LFC liegt im thermodynamischen Diagrammpapier dort, wo die Feuchtadiabate durch das HKN die Zustandskurve schneidet (Punkt B d. Abb. 7.5).

In der Abbildung 7.5 entspricht die Fläche zwischen der Zustandskurve und den Vorgangskurven (Trockenadiabate bis HKN und Feuchtadiabate oberhalb HKN) einer Energie. Solange das angestoßene Quantum kälter ist als die Umgebungsluft, muß zur Hebung Arbeit geleistet werden. Sie ist

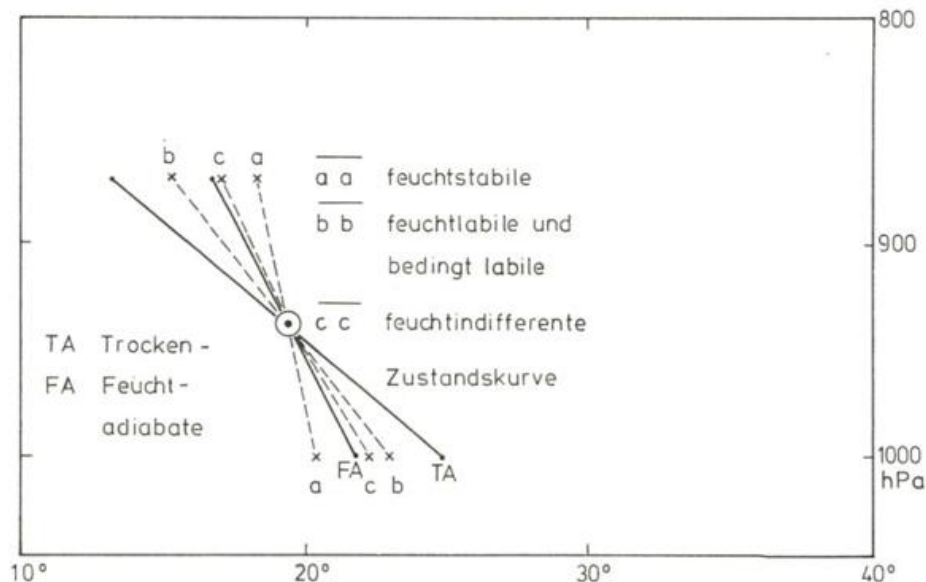


Abb. 7.4
Gleichgewichtszustände gesättigter Luft

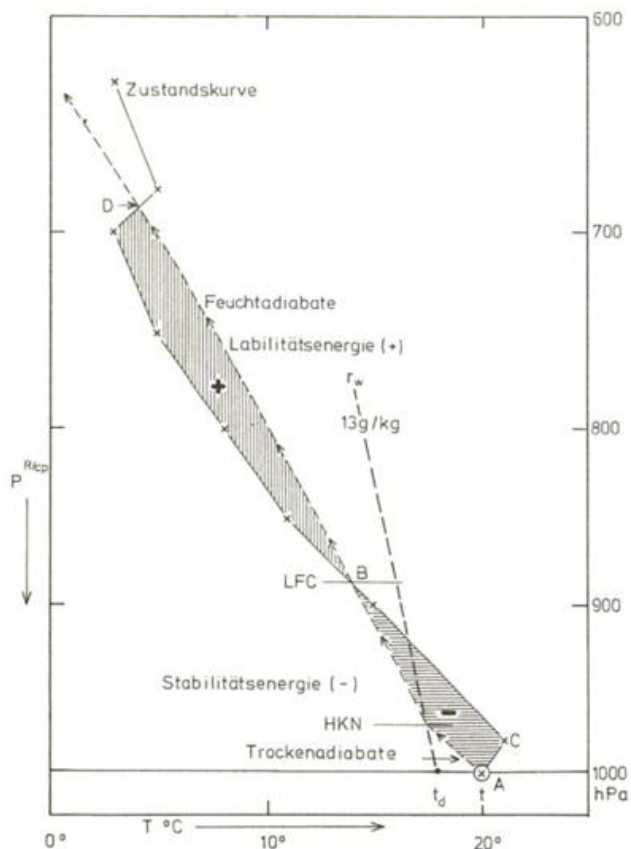


Abb. 7.5
Latente Labilität

gleich der Stabilitätsenergie, die durch die Fläche ABCA dargestellt wird. Dort, wo das angestoßene Quantum wärmer wird als die Umgebung und durch freien Auftrieb von Punkt B bis Punkt D beschleunigt steigt, entspricht die Fläche einer Labilitätsenergie. Oberhalb von Punkt D wird das aufsteigende Quantum wieder kälter als die Umgebung und in der Vertikalbewegung abgebremst. Es herrscht wieder Stabilität. Das Quantum pendelt um diese Gleichgewichtshöhe D, bis es dort zur Ruhe kommt. Man bezeichnet Flächen, die frei werdender Energie entsprechen, als positive Flächen z. B. BDB und Flächen, die aufzuwendende Energie darstellen, als negative Flächen.

Von *latenter Labilität* spricht man dann, wenn die positive Fläche in einem Aufstieg größer ist als die negative. Wenn keine positive Fläche vorhanden ist, dann ist die Zustandskurve absolut stabil.

7.5.7 Potentielle Labilität

Die bisherigen Betrachtungen gingen alle von aufsteigenden Luftquanten in einer ruhenden Umgebungsluft aus. Häufig kommt es aber zur Hebung ganzer Luftschichten. Damit ist eine Veränderung sowohl der Temperaturkurve als auch der Taupunktkurve verbunden. Diese Veränderung kann eine ursprünglich stabile Schichtung der Luft in eine feuchtilabile umwandeln. Man spricht dann von *potentieller Labilität*.

Diese Art der Labilisierung soll ein Beispiel veranschaulichen (Abb. 7.6): Die hier dargestellte Zustandskurve besitzt eine sehr stabile Inversion. Diese Luft soll in allen Höhen um 80 hPa gehoben werden. Wir beschränken uns dabei auf die

Zustandsänderungen, welche die markanten Punkte erfahren. Die Temperatur ändert sich bis zum HKN adiabatisch und dann feuchtadiabatisch. Die Taupunktänderung wird bis zum HKN durch die Kurve des Sättigungsmischungsverhältnisses durch den Taupunkt des jeweiligen markanten Punktes angegeben. Vom HKN ab fallen Temperatur und Taupunkt zusammen.

Aus t_1 wird nach 80 hPa Hebung t'_1 , aus t_{d1} ebenfalls t'_1 , aus t_2 wird t'_2 usw.

Die Verbindungslinie von t_1 , t'_1 , t'_2 , t'_3 und t'_4 ergibt die durch die Hebung verursachte neue Zustandskurve.

Wie man sieht, ist in der neuen Zustandskurve die Inversion, die zwischen t_2 und t_3 lag, verschwunden. In t'_2 herrscht nach der Hebung Sättigung, und, weil der Temperaturgradient zwischen t'_2 und t'_3 größer ist als der feuchtadiabatische, muß das Wolkenluftquantum von t_2 weiter emporsteigen.

Die vorher statisch als stabil geltende Zustandskurve ist durch die Hebung der gesamten Luftschicht labil geworden.

7.6 Thermik und Konvektion

Wenn die Erdoberfläche z. B. durch Sonneneinstrahlung wärmer als die darüberliegende Luft ist, so erwärmt sich die unterste Luftschicht durch Wärmeaustausch von unten so lange, bis in ihr ein überadiabatischer Temperaturgradient entsteht. Die damit verbundene Labilität ist eine notwendige Voraussetzung für einsetzende Konvektion. Unter Konvektion versteht man eine vertikale Zirkulationsströmung, bei der unten erwärmte Luft aufsteigt, sich oben abkühlt und seitwärts wieder herabsinkt. Diese Konvektionszirkulation bewirkt oberhalb der Heizfläche einen Wärmetransport nach oben, der schneller und wirksamer ist als der dynamische turbulente Wärmeaustausch. Man spricht in diesem Falle auch von thermischer Turbulenz (s. Kap. 6.9.2).

7.6.1 Trockenthermik (Blauthermik) und Cumulus-Thermik

Wir betrachten in der Folge den Erwärmungsprozeß einer einheitlichen Luftmasse an einem Strahlungstag über Land. Die

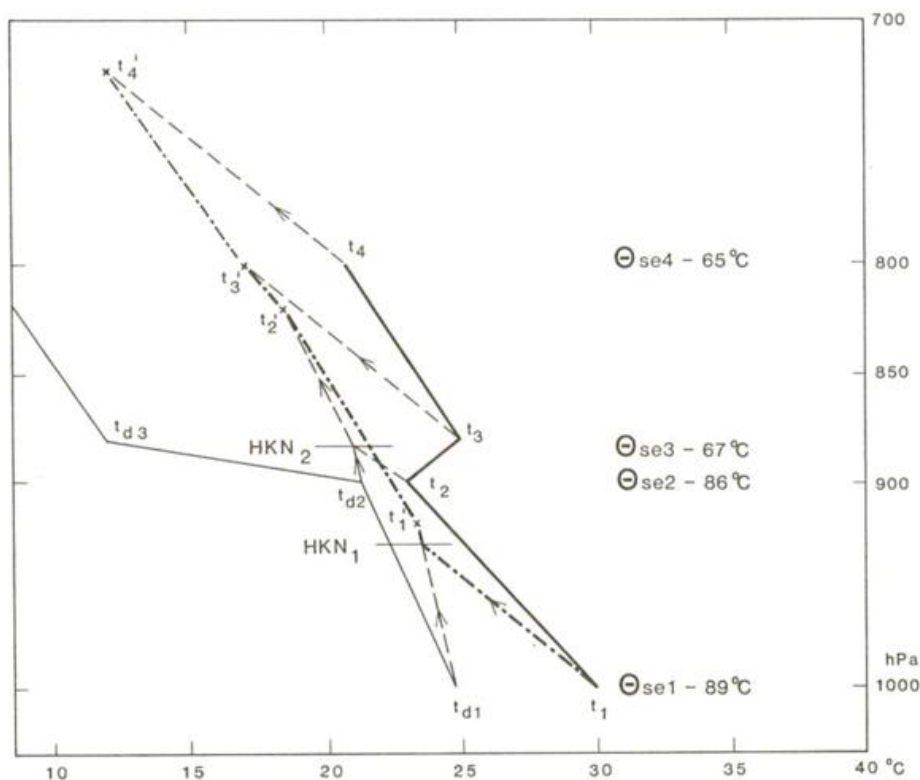


Abb. 7.6
Potentielle Labilität

Wie Abbildung 7.6 zeigt, nimmt oberhalb Punkt Θ_{se2} die pseudopotentielle Temperatur mit der Höhe ab. An dieser Abnahme kann man die potentielle Labilität erkennen. Eine Zustandskurve ist in den Schichten potentiell labil, in denen die pseudopotentielle (bzw. im $(T, \log p)$ -Diagramm die feuchtpotentielle) Temperatur mit der Höhe abnimmt.

Zahlreiche Beobachtungen haben ergeben, daß die heftigsten Gewitter im allgemeinen nicht durch Labilisierung infolge Einstrahlung am Boden ausgelöst werden, sondern durch zusätzliche Hebungsprozesse in potentiell labilen Luftmassen (s. dazu Kap. 8.9).

bodennahe Lufttemperatur wird dabei durch die Strahlungsbilanz und den damit verbundenen Gang der Erdbodentemperatur bestimmt. Bei windschwachem Wetter hat sich nachts eine Bodeninversion ausgebildet. Sobald die Strahlungsbilanz der Erdoberfläche positiv wird, erwärmt sich diese, und es setzt ein Wärmetransport von der Erdoberfläche in die darüberliegende Luft ein, der zu dem oben erwähnten überadiabatischen Temperaturgefälle führt.

Je nach Bodenbeschaffenheit und Bodenneigung zur Sonneneinstrahlung werden der Boden und die bodennahe Luft über Land stark unterschiedlich aufgeheizt. Über schnell aufheiz-

barem Untergrund wird die Luft wärmer als in der Umgebung, was dort zu einer Anhebung der Isothermen führt. Es kommt so zur Entstehung von Warmluftblasen gegenüber der Umgebung, die wie ein Warmluftballon Auftrieb gewinnen und sich beschleunigt vom Boden abheben. In der Umgebung setzt dann aus Kontinuitätsgründen eine Austauschströmung ein, die allmählich zum Abschnüren einer Warmluftblase führt. Dabei findet vor allem im unteren Bereich eine Mischung mit Luft der Umgebung statt, wodurch der Auftrieb dort vermindert wird, so daß sich eine Schleppe weniger warmer und langsamer aufsteigender Luft bildet. Der Auftrieb der Thermikblase hält so lange an, bis sie infolge adiabatischer Abkühlung und Mischung die Temperatur der Umgebungsluft annimmt. Nach wenigen Minuten folgt der ersten Blase eine nächste, die bald die Schleppe der Vorgängerin einholt. Dadurch wird ihr Stirnwiderstand geringer, so daß sie schneller als die Vorgängerin aufsteigen kann. Es bildet sich so ein Thermikschlauch mit aufsteigender Luft, der von Segelfliegern zur Gewinnung von Höhe ausgenutzt werden kann. Durch diesen kurz *Thermik* genannten Wärmeaustausch nimmt die bodennahe Luftschicht allmählich immer hochreichender einen trockenadiabatischen Temperaturgradienten bzw. eine konstante potentielle Temperatur an, denn auch die von oben als Ersatz herabsinkende Luft erwärmt sich trockenadiabatisch.

Durch den konvektiven Austausch erfährt der Wasserdampf in der Konvektionsschicht eine fast völlige Durchmischung, und es stellt sich annähernd ein mittleres konstantes Mischungsverhältnis ein. Solange das aufsteigende Luftquantum ungesättigt bleibt, spricht man von *Trocken-* oder *Blauthermik*.

Wenn schließlich die Temperatur einer aufsteigenden Thermikblase sich bis zur Sättigungstemperatur dieses mittleren Mischungsverhältnisses abkühlt, setzt Kondensation ein. Das entsprechende Niveau ist das *Konvektions-Kondensationsniveau* (KKN). Nach Erreichen des KKN kühlen sich die aufsteigenden Wolken-Thermikblasen nur noch feuchtadiabatisch ab und steigen ohne weitere Energiezufuhr beschleunigt weiter, wenn der Temperaturgradient der Umgebungsluft größer ist als der feuchtadiabatische. Die Thermikblasen werden dann als Cumuluswolke sichtbar, und man spricht von *Cumuluskonvektion* oder *Cumulusthermik*.

7.6.2 Aufheizungsenergie (nach GOLD)

Zum Aufheizen der Erdoberfläche und damit der bodennahen Luft steht eine mit der Sonneneinstrahlung anwachsende Energiemenge zur Verfügung. GOLD hat diese Energiewerte für unsere Breiten berechnet. Sie sind in Tabelle 7.2 als Mittelwerte der Energie angegeben, die an Strahlungstagen zwischen Sonnenaufgang und 14 Uhr Ortszeit in den einzelnen Monaten des Jahres zur Verfügung steht.

Genauso läßt sich die Energie angeben, die jeweils in der xten Stunde nach Sonnenaufgang der Erwärmung der bodennahen Luftschichten dienen kann. In Bodennähe stellt sich dabei jeweils ein überadiabatischer Temperaturgradient ein. Dabei

kommt es zu der oben erwähnten Thermikblasen-Konvektion. Die warmen Luftblasen steigen adiabatisch bis in die Höhe auf, in welcher die betreffende Adiabate die Zustandskurve schneidet, denn oberhalb dieses Niveaus, das wir *Aufheizungshöhe* nennen, wird die aufsteigende Thermikblase kälter als die umgebende Luft und sinkt wieder ab. Die Energie zwischen der Aufheizungsadiabate und der Zustandskurve zur Zeit des Temperaturminimums kurz nach Sonnenaufgang ist die *Aufheizungsenergie*. Die Adiabatentemperatur beim Bodendruck ist die *Aufheizungstemperatur*. Man kann mit der zur Verfügung stehenden Energie eine isotherme Atmosphäre so hoch adiabatisch aufheizen, daß in einem energietreuen thermodynamischen Diagrammpapier die Fläche zwischen der Bodenisobare, der Isotherme und der Aufheizungsadiabate genau dieser Energie entspricht.

Wenn also für einen Ort die an Strahlungstagen verfügbaren Energiewerte in Abhängigkeit von den Stunden nach Sonnenaufgang in den einzelnen Monaten bekannt sind, kann daraus die Aufheizungshöhe bestimmt werden. Diesen Zusammenhang kann man zur Konstruktion eines Vorhersagediagramms verwenden, mit dem man für beliebige Stunden nach Sonnenaufgang die Thermikhöhe, die zugehörige Aufheizungstemperatur sowie auch das zu erwartende Temperaturmaximum vorhersagen kann.

7.6.3 Änderung des Hebungskondensationsniveaus durch Thermik

Durch Thermik erfährt die Zustandskurve der Temperatur eine Veränderung. Für die Bestimmung des Hebungskondensationsniveaus gilt dann jeweils die neue, veränderte Zustandskurve.

Gleichzeitig führt die Durchmischung durch die Thermik zu einem konstanten mittleren Mischungsverhältnis in der Thermikschicht. Durch die Änderung beider Größen ändert sich naturgemäß auch die Höhe des Hebungskondensationsniveaus.

Der Anstieg der Lufttemperatur allein (ohne Änderung des Taupunktes) bedeutet, wie Abbildung 7.7 zeigt, eine Anhebung des HKN, bis schließlich nach einem Aufheizen bis zur Temperatur T_5 die Temperatur in der frei aufsteigenden Thermikblase, gegeben durch die Aufheizungsadiabate durch T_5 , und ihr Taupunkt, gegeben durch das Mischungsverhältnis des Bodentaupunktes, im Niveau HKN_5 dieselben Werte annehmen. Darum tritt in diesem Niveau in den aufsteigenden Thermikblasen Sättigung und Cumulusbildung ein. Dieses Kondensationsniveau wird *Cumuluskondensationsniveau* (CKN) oder, weil es durch Konvektion erreicht wird, auch *Konvektions-Kondensationsniveau* (KKN) genannt. Nach Einsetzen der Cumulusbildung spricht man nicht mehr von Blauthermik, sondern von Cumulusthermik und Cumuluskonvektion. H_T gibt die jeweilige Blauthermikhöhe an.

Wie man sieht, ist das KKN gegeben durch den Schnittpunkt der Linie des Sättigungs-Mischungsverhältnisses durch den

Tab. 7.2.: Mittelwerte der Energie an Strahlungstagen

Monat	J	F	M	A	M	J	J	A	S	O	N	D
Wärmemenge in kJ/cm ²	0,17	0,29	0,42	0,59	0,73	0,75	0,69	0,63	0,48	0,33	0,17	0,13

Bodentaupunkt mit der Zustandskurve. Darum muß sich mit Änderung des Bodentaupunktes auch das KKN ändern. Eine Abnahme der Taupunkttemperatur am Boden führt zu einer Anhebung des KKN, eine Zunahme zu einem Absinken.

7.6.4 Bestimmung des Konvektions-Kondensationsniveaus

Aus den vorhergehenden Überlegungen über die Höhe des KKN ergibt sich, daß zu seiner Bestimmung der Bodentaupunkt zur Zeit der Cumulusbildung bekannt sein muß. Weil er sich aber in der Zeitspanne zwischen dem Aufstieg der Radio-

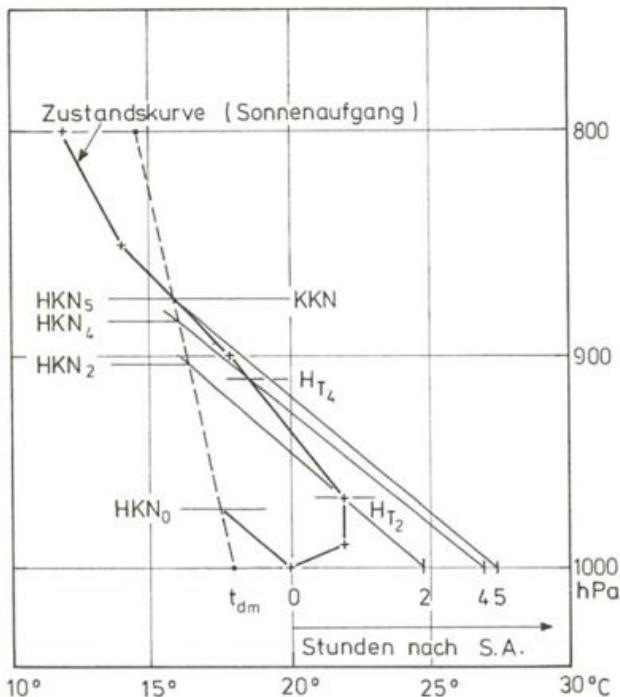


Abb. 7.7
Anhebung des Hebungskondensationsniveaus durch Temperaturzunahme

sonde und der Cumulusbildung ändert, ist eine Abschätzung der Taupunktänderung erforderlich. Man geht von den Meßwerten des letzten Radiosondenaufstiegs aus, setzt aber für den Boden die neuesten, in der Regel später gemessenen Hüttenwerte der Lufttemperatur und der Taupunkttemperatur ein. Wenn keine advektiven Änderungen erfolgen, kann bis zur Zeit des Temperaturminimums der Taupunkt infolge Bildung abgesetzter Niederschläge abnehmen. Mit einsetzender Strahlungserwärmung steigt er dann wieder durch Verdunstung des abgesetzten Niederschlages auf die vorherigen Werte an. Diesen Wert erhält man, wenn man die Taupunktskurve mit dem Taupunktgradienten oberhalb der Inversion abwärts bis zum Bodendruck verlängert. Nach Auflösung einer etwaigen Bodeninversion nimmt er anschließend durch die einsetzende Thermik und die damit verbundene Durchmischung der Thermikschicht den Wert des mittleren Mischungsverhältnisses dieser Schicht an. In der Praxis wählt man dazu das mittlere Mischungsverhältnis der etwa 500 m bzw. 60 hPa dicken Bodenschicht. Im extremsten Fall, besonders bei sehr trockenem Boden und bei sehr hohem KKN nähert sich der Bodentaupunkt immer mehr dem Wert des mittleren Mischungsverhältnisses der gesamten Blauthermikschicht.

7.6.5 Auslöseadiabate, Auslösetemperatur und Auslöseenergie

Die Adiabate, welche im KKN die Zustandskurve schneidet, ist die *Auslöseadiabate*. Ihre Temperatur an der Bodenisobare nennt man *Auslösetemperatur*. Sie beträgt in Abbildung 7.8 30,5 °C. Nach Erreichen dieser Temperatur können Thermikblasen vom Boden durch freien Auftrieb bis zum KKN gelangen und Cumulusbildung auslösen. Die Fläche zwischen der Auslöseadiabate und der Zustandskurve zur Zeit des Sonnenaufganges stellt die *Auslöseenergie* dar.

Die Auslösetemperatur wird an ungestörten Strahlungstagen immer dann erreicht, wenn das zu erwartende Temperaturmaximum höher ist. Liegt das zu erwartende Temperaturmaximum unter der Auslösetemperatur, so kann keine Cumulusbildung eintreten.

7.6.6 Bestimmung der Cumulusobergrenze

Oberhalb des KKN steigt die Thermikblase als Wolkenluftquantum feuchtadiabatisch auf. Bei bedingt labiler Schichtung ist sie dann in jedem Niveau wärmer als die umgebende Luft und erfährt durch ihren Auftrieb eine aufwärts gerichtete Beschleunigung. Erst oberhalb der Höhe (WO), in welcher die Feuchtadiabate die Zustandskurve erneut schneidet, wird das aufsteigende Wolkenluftquantum kälter als die umgebende Luft (Abb. 7.8). Die Aufwärtsbewegung wird nun durch die nach unten gerichtete Abtriebskraft gebremst. Ohne Reibung wird seine kinetische Energie, die es bis zur Höhe WO gewonnen hat, bis zur Umkehrhöhe WO_{max} in potentielle Energie umgewandelt. Die maximale Wolkenobergrenze müßte im Diagrammpapier also dort liegen, wo die negative Labilitätsfläche oder die Stabilitätsenergiefläche oberhalb WO genau so groß wird wie die positive Labilitätsfläche oberhalb des KKN. (In beiden Fällen zwischen Zustandskurve und Feuchtadiabate).

Sobald das Wolkenquantum in der Höhe WO_{max} zur Ruhe gekommen ist, sinkt es wieder beschleunigt. Wenn die Voraussetzungen für die Parcelmethode voll gültig sind, verbleibt das kondensierte Wasser ohne Verlust in der Wolkenluft, so daß es sich hierbei um einen reversiblen kondensationsadiabatischen Prozeß handelt. Die Wolkenluft pendelt um das Gleichgewichtsniveau WO – wobei die Feuchtadiabate durch das KKN ihre Zustandsänderungen charakterisiert – bis die Wolkenluft in WO reibungsbedingt zur Ruhe kommt. Die Höhe WO ist darum nach der Parcelmethode die theoretisch zu erwartende Wolkenobergrenze, über welche frische Thermikblasen allerdings um so höher hinausschießen können, je weniger stabil die Schichtung oberhalb WO ist.

In Wirklichkeit liegt die wahre Cumulusobergrenze durch die bremsende Wirkung der Reibung und durch das Einbeziehen trockener und etwas kälterer Umgebungsluft in den aufsteigenden Wolkenluftstrom nicht in den Höhen WO_{max} bzw. WO der Parcel-Methode, sondern tiefer.

Den Prozeß des Einbeziehens trockener Umgebungsluft in die Wolkenluft nennt man *Entrainment*. Durch Entrainment erfährt die Wolkenluft eine Verminderung des Wasserdampfgehaltes und damit eine Verdunstung von Wolkentröpfchen, was mit einer Verdunstungsabkühlung der aufsteigenden Wolkenluft verbunden ist. Aus diesem Grunde und infolge der Abkühlung durch die um einige Grade niedrigere Temperatur der beigemischten Umgebungsluft besitzt der aufsteigende Luftstrom etwas tiefere Temperaturen als die Feuchtadiabate durch das KKN angibt. Die Größe der Verdunstungs- und der

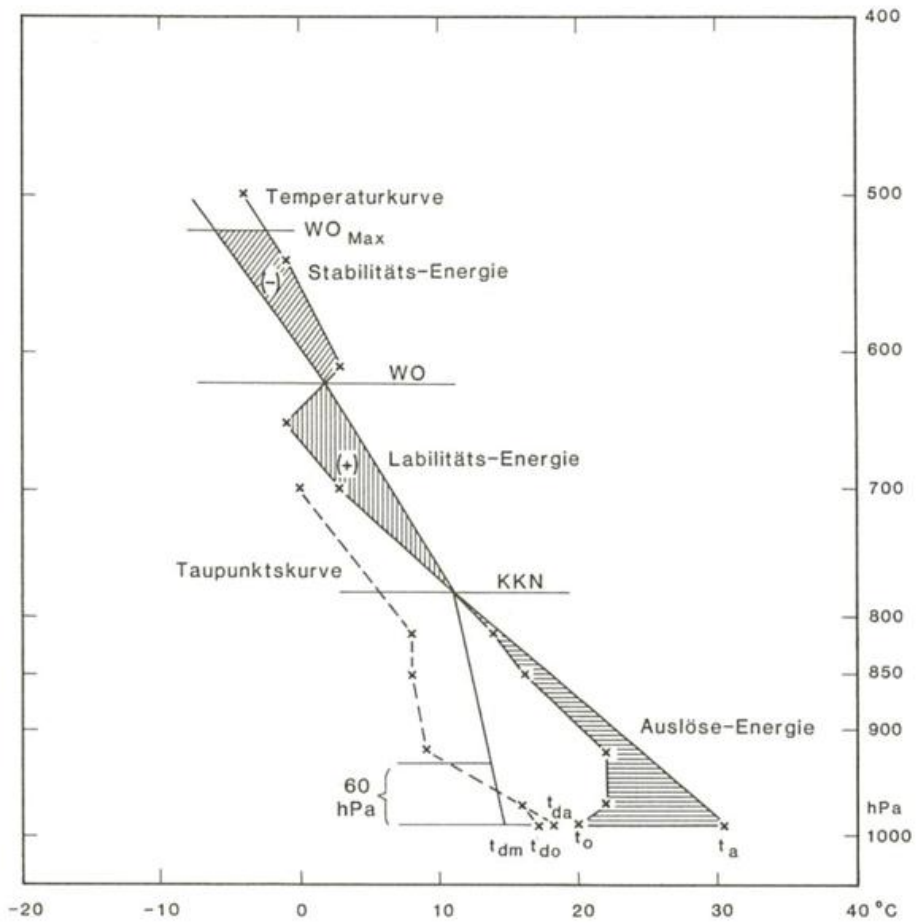


Abb. 7.8
Konvektions-Kondensationsniveau (KKN),
Auslösetemperatur und Auslöseenergie

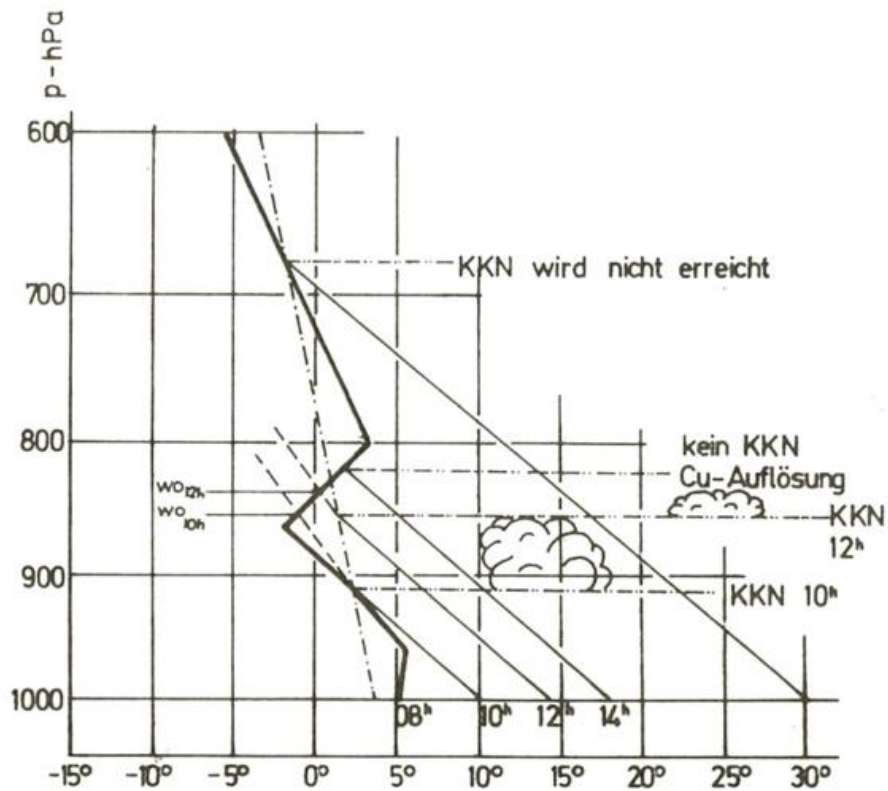


Abb. 7.9
Anhebung des Konvektions-Kondensationsniveaus (KKN)
mit ansteigender Bodentemperatur.

Mischungsabkühlung ist prozentual zur Taupunkts- und Temperaturdifferenz zwischen der Feuchtadiabate und der entsprechenden Zustandskurve.

Die Stärke des Entrainments hängt wesentlich von der Geometrie der Wolke, insbesondere vom Verhältnis zwischen Volumen und Oberfläche ab. Je größer das Verhältnis zwischen dem wolkenerfüllten und dem wolkenfreien Raum ist, desto geringer ist der Effekt des Entrainments.

Durch Entrainment wird die positive Fläche, die Labilitätse-
nergie, zwischen der Feuchtadiabate durch das KKN und der Zustandskurve vermindert, was mit einer Verminderung der Vertikalbeschleunigung und der Vertikalgeschwindigkeit in der Wolke verbunden ist. Außerdem erniedrigen sich dadurch die Höhen WO und WO_{max} , und zwar um so mehr, je weniger stabil die Schichtung in diesem Niveau ist. Als wahrscheinliche Höhe der Wolkenobergrenze erhielt man auf statistischem Wege Werte von 0,7 bis 0,85 WO .

7.6.7 Änderungen des Konvektions-Kondensationsniveaus und der Cumulusobergrenze durch weitere Erwärmung

Die oben ausgeführten Überlegungen gelten für die erstmalige Auslösung der Cumuluskonvektion. Weil bei bedingt labiler Schichtung in diesem Stadium die weiter von der Sonne zugeführte Energie mit dem Anwachsen der Cumuluswolken auf zunehmend mächtigere Schichten verteilt wird, steigt die Bodentemperatur nur noch sehr langsam an, und zwar um so langsamer, je höher die Cumulusobergrenze liegt.

Der nach erstmaliger Kondensation noch stattfindende Temperaturanstieg führt bei unverändertem Mischungsverhältnis nach Abbildung 7.9 zu einer Anhebung des Kondensationsniveaus um rund 125 m pro K Erwärmung. Dadurch steigt aber auch die Wolkenobergrenze WO an. Bei kräftiger Inversion an der Cumulusobergrenze wird WO nur geringfügig angehoben.

Liegt eine Inversion nur sehr wenig oberhalb des KKN, kann es vorkommen, daß durch dessen Anhebung die Cumuluswolke von unten her dünner wird, bis sie schließlich ganz verschwindet (Abb. 7.9). In diesem Fall gibt es dann oberhalb der Inversion ein weiteres KKN, dessen Auslösetemperatur wesentlich höher liegt. Wird diese im Laufe des Tages aber noch erreicht, dann setzt erneut in dem wesentlich höheren KKN bei bedingt labiler Schichtung Cumulusbildung ein. Diese neuen Cumuluswolken können entsprechend der höheren pseudopotentiellen Temperatur im KKN eine so hohe Obergrenze haben, daß die jetzt entstehenden Wolken sich zu Cumulus congestus oder Cumulonimbus hochtürmen.

8 Wolken, Nebel, Niederschläge und Gewitter

Die Wolken, der Nebel, die Niederschläge und die Gewitter zählen zu den Hydrometeoren. Als *Meteor* bezeichnet man in der Meteorologie eine in der Atmosphäre oder auf der Erdoberfläche zu beobachtende Erscheinung. Dazu gehören schwebende, fallende oder abgelagerte flüssige (Hydrometeore) oder feste (Lithometeore) Teilchen oder Erscheinungen optischen oder elektrischen Charakters (Photo- und Elektrometeore).

Die für unser Wetter und jegliches Leben auf der Erde weitaus wichtigsten Meteore sind die Wolken und Niederschläge. Sie stellen einen Teil des lebensnotwendigen Kreislaufes des Wassers auf der Erde dar.

8.1 Kreislauf des Wassers

Der Kreislauf des Wassers beginnt mit der Verdunstung des Wassers auf der Erdoberfläche zu Wasserdampf, setzt sich fort mit der Kondensation und Sublimation des Wasserdampfes zu Wolken und schließt sich mit den zur Erdoberfläche aus den Wolken fallenden Niederschlägen, die dort wieder direkt oder nach dem Abfluß zu den Meeren verdunsten.

Da der Meeresspiegel in seiner mittleren Lage konstant bleibt, muß die mittlere jährliche Verdunstung auf der gesamten Erdoberfläche der mittleren jährlichen Niederschlagsmenge entsprechen. Diese Wasserbilanz geht allerdings nur global betrachtet auf. Vergleicht man Verdunstung und Niederschlag nur über den Kontinenten oder nur über den Meeresflächen miteinander, stimmt diese Bilanz nicht mehr.

BAUMGARTNER und REICHEL geben für die Wasserbilanz der Land- und Meeresflächen die in der nachstehenden Tabelle aufgeführten Mittelwerte an:

Tab. 8.1: Wasserbilanz nach BAUMGARTNER und REICHEL

		Land	Meer	Erde
Verdunstung	Höhe in mm	480	1176	973
	Menge in km ³	71400	424700	496100
Niederschlag	Höhe in mm	746	1066	973
	Menge in km ³	111100	385000	496100
Abfluß	Höhe in mm	266	110	0
	Menge in km ³	39700	39700	0

Im Laufe eines Durchschnittsjahres gelangen also fast 500 000 km³ Wasser durch Verdunstung in die Atmosphäre und kehren in gleichem Betrag als Niederschlag an die Erdoberfläche zurück. Dabei muß dasselbe Wasser dreiunddreißig- bis vierunddreißigmal im Jahr den Kreislauf zwischen Verdunstung und Niederschlag durchlaufen.

8.2 Zustandsformen und Besonderheiten des Wassers

8.2.1 Aggregatzustände

Unter Aggregatzustand (vom lat. aggregare = vereinigen) versteht man die Vereinigungsform der Moleküle eines Körpers. Man spricht auch von seiner Zustandsform. Die Kohäsionskräfte suchen die Moleküle in bestimmter Ordnung zusammenzuhalten. Gegen diesen Zusammenhalt wirkt die Bewegung der Moleküle. Mit zunehmender Bewegungsenergie und damit zunehmender Temperatur wird er immer geringer, bis er schließlich ganz verloren geht. Bei ausreichend

geringer Bewegung erhält man eine starre, feste Verbindung der Moleküle miteinander (fester Zustand). Bei größerer Bewegung geht der starre Zusammenhalt in einen lockeren über, wobei die einzelnen Moleküle aneinander vorbeifließen können (flüssiger Zustand).

Wenn die Bewegung einen bestimmten Grenzwert überschreitet, ist ein Zusammenhalt nicht mehr möglich. Die einzelnen Moleküle üben wegen zu großer Entfernung keine anziehenden Kräfte mehr aufeinander aus und breiten sich in jeden zur Verfügung stehenden Raum aus (gasförmiger Zustand) (s. Abb. 8.1).

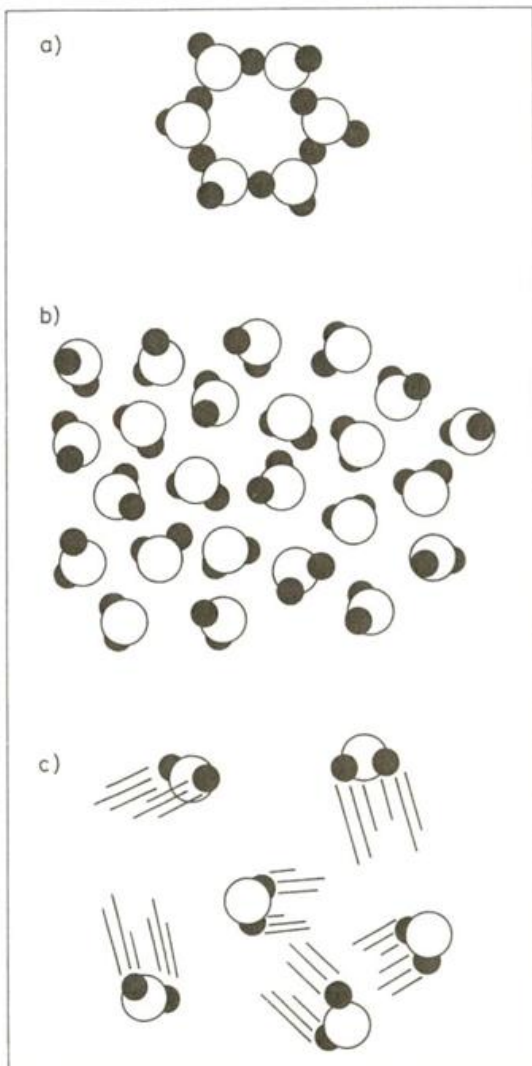


Abb. 8.1
Die Vereinigungsformen der Wassermoleküle
a) fest, b) flüssig, c) gasförmig

Der feste Aggregatzustand des Wassers ist das Eis. Im Eiszustand sind im allgemeinen alle Wassermoleküle in einer hexagonalen Gitterform gebunden, wobei die einzelnen Moleküle um bestimmte Punkte, die Gitterpunkte, schwingen. Diese liegen nicht in derselben Ebene.

Eis ist also in seiner Struktur durch eine gebundene und zugleich geordnete Vereinigungsform der Moleküle gekennzeichnet.

Im flüssigen Aggregatzustand, im Wasser, befinden sich die H_2O -Moleküle in einem lockeren Verband. Sie können sich aneinander vorbei bewegen, werden aber durch die Kohäsionskräfte immer noch zusammengehalten. Das Zusammenspiel von Bewegungsenergie und Kohäsionskraft verleiht dem Wasser seinen flüssigen Charakter. Unter dem Einfluß der Schwerkraft folgt das Wasser dem Gefälle und bildet ebene Oberflächen. Wasser ist eine gebundene, nicht beständige Vereinigungsform der Moleküle.

Der gasförmige Aggregatzustand des Wassers ist der Wasserdampf. Er stellt eine ungebundene Form der Wassermoleküle dar. Bei diesem Aggregatzustand werden die molekularen Bindungskräfte unwirksam. Infolgedessen haben die Moleküle das Bestreben, jeden sich bietenden Raum einzunehmen.

8.2.2 Phasenübergänge

Der Phasenübergang oder die Änderung des Aggregatzustandes ist die Umwandlung einer gegebenen Molekularstruktur in eine andere.

Diese Umwandlung ist immer mit einem Aufwand oder einer Freigabe von Energie verbunden. Um in einen ungebundeneren Aggregatzustand zu gelangen, muß Wärme zur Auflösung der Bindungsenergie zugeführt werden, die beim umgekehrten Vorgang wieder freigesetzt wird. Die aufzuwendende oder freiwerdende Wärme wird als *Umwandlungswärme* bezeichnet.

Der Phasenübergang erfolgt bei einer bestimmten Temperatur, der *Umwandlungstemperatur*, die dem Phasenübergang entsprechend *Schmelz-* bzw. *Siedepunkttemperatur* genannt wird.

Beide Fixpunkte sind druckabhängig; dies gilt in besonders starkem Maße für den Siedepunkt. Weil sich beim Sieden innerhalb des Wassers Gasblasen bilden, muß der Dampfdruck dieser Blasen mindestens so groß wie der äußere, auf dem Wasser lastende Druck sein. Der Dampfdruck der Blasen ist aber nur abhängig von ihrer Temperatur. Daraus ergibt sich auch ein Zusammenhang zwischen der Siedetemperatur und dem äußeren Druck, und zwar derselbe Zusammenhang, der zwischen dem Sättigungsdampfdruck des Wassers und der Temperatur besteht (s. Dampfdruckkurve Abb. 8.5).

Diese Tatsache läßt sich zur Luftdruckmessung ausnützen (Hypsometer). Chemisch reines Wasser siedet unter Normdruck von 1013,25 hPa bei 100 °C und unter einem Druck von 700,42 hPa schon bei 90 °C. Die Abhängigkeit des Schmelzpunktes vom Druck ist so gering, daß er bei den in der Atmosphäre vorkommenden Drucken als konstant angesehen werden kann.

Schmelzen, Gefrieren

Wird Eis Wärme zugeführt, erhöht sich die Schwingungsenergie der H_2O -Moleküle, die Temperatur des Eises steigt an. Für die Erhöhung um 1 K wird eine Wärmemenge von $2,09 \text{ kJ kg}^{-1}$ benötigt. Diese Wärmemenge wird auch als *spezifische Wärmekapazität des Eises* bezeichnet. Sie ist nur sehr wenig von der Temperatur des Eises abhängig und kann darum als konstant angesehen werden. Erreicht das Eis infolge weiterer Wärmezufuhr eine ganz bestimmte Temperatur, die Umwandlungstemperatur, wird die Gitterbindung durch die zu hohe Schwingungsenergie zerstört. Fortgesetzte Wärmezufuhr löst immer mehr Moleküle aus ihrer Gitterbindung, ohne daß dabei ihre Bewegungsenergie zunimmt. Die Temperatur bleibt

darum so lange konstant, bis alle Moleküle ihre feste Bindung verloren haben, d. h. es bestehen nun keine stabilen Wasserstoffbrücken mehr (Abb. 8.2).

Die *spezifische Schmelzwärme* beträgt bei einer Umwandlungstemperatur von 0 °C 334 kJ kg⁻¹. Dieselbe Wärmemenge wird beim umgekehrten Phasenübergang, bei der Kristallisation, frei. *Schmelz- und Gefrierwärmemenge* sind gleich.

Verdampfen, Kondensation

Führt man dem Wasser laufend Wärme zu, so erhöht sich die Bewegungsenergie der Moleküle, bis ihr Zusammenhalt bei der Siedetemperatur auch im Innern verlorengeht, so daß sich dort Dampfblasen bilden. Um die Siedetemperatur zu erreichen, werden pro Kilogramm und Kelvin 4,1868 Kilojoule benötigt, d. h. die *spezifische Wärmekapazität* beträgt 4,1868 kJ kg⁻¹K⁻¹. Nach Erreichen der Siedetemperatur wird eine weiter zugeführte Wärmeenergie dazu verwendet, alle Moleküle in den Dampfzustand überzuführen (Abb. 8.3).

Die *Verdampfungswärme*, die zur totalen Verdampfung der gegebenen Wassermenge, d. h. zur völligen und endgültigen Zerstörung sämtlicher Wasserstoffbrücken erforderlich ist, wird von der Siedetemperatur bestimmt. Bei einer Siedetemperatur von 100 °C ergibt sich eine *spezifische Verdampfungswärme* von 2257 kJ kg⁻¹, bei 40 °C sind es bereits 2406 kJ kg⁻¹ und bei 0 °C sogar schon 2501 kJ kg⁻¹. Die spezifische Verdampfungswärme q_t in Abhängigkeit von der Siedetemperatur (t in °C) läßt sich annähernd durch die Gleichung

$$q_t = 2501 - 2,44 \cdot t \text{ kJ kg}^{-1}$$

berechnen.

Bei der *Kondensation*, dem umgekehrten Phasenübergang, wird bei entsprechender Temperatur dieselbe Wärmemenge freigesetzt. *Spezifische Verdampfungs- und Kondensationswärme* sind zahlenmäßig gleich. Um die Temperatur des Wasserdampfes zu erhöhen, sind bei konstantem Druck 1,85 kJ kg⁻¹K⁻¹ (isobare spezifische Wärmekapazität c_p) und bei konstantem Volumen 1,39 kJ kg⁻¹K⁻¹ (isobare spezifische Wärmekapazität c_v) aufzubringen.

Verdunstung

Verdunstung ist der Phasenübergang vom flüssigen in den gasförmigen Zustand bei Temperaturen unterhalb des Siedepunktes. Dieser Verdampfungsprozeß erfolgt im Gegensatz zu dem des Siedens nur an der Grenzfläche des Wassers zur umgebenden Luft. Die dazu benötigte Wärmemenge, die *Verdunstungswärme*, entspricht der Verdampfungswärme bei entsprechender Siedetemperatur und wird der Flüssigkeit entzogen, die sich infolgedessen abkühlt.

Ein Molekül, das sich aus der Wasseroberfläche durch zufällige Bewegungsrichtung löst, muß eine bestimmte Fluchtgeschwindigkeit besitzen, um aus dem molekularen Wirkungsbereich von 1 nm zu entweichen. Reicht sie nicht aus, oder ist die Bewegungsrichtung ungünstig, d.h. die Bewegung erfolgt unter flachem Winkel zur Wasseroberfläche, wird das Molekül in die Wasseroberfläche zurückkehren (Abb. 8.4).

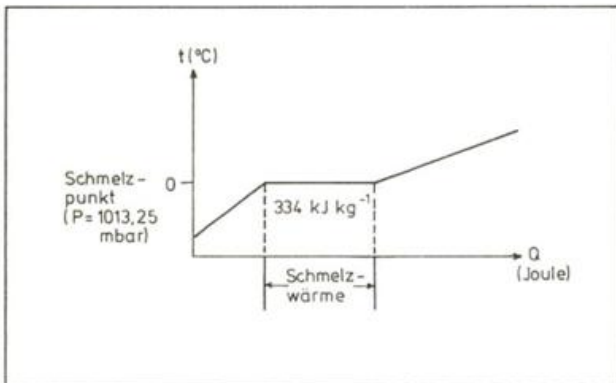


Abb. 8.2
Die spezifische Schmelzwärme

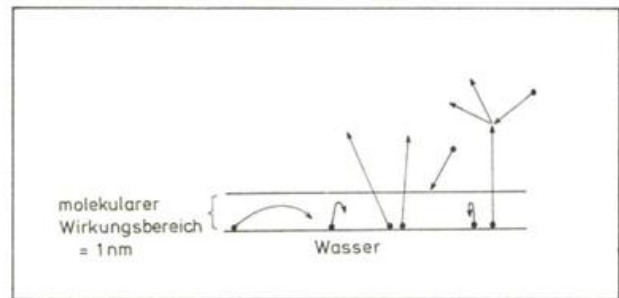


Abb. 8.4
Die Verdunstung an der Wasseroberfläche

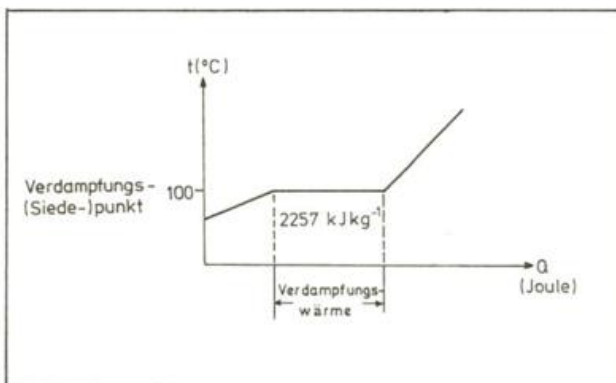


Abb. 8.3
Die spezifische Verdampfungswärme

Die Zahl der pro Zeit- und Flächeneinheit entfliehenden Moleküle ist abhängig von der Wassertemperatur. Die Verdunstung selbst wird nicht allein bestimmt durch die Wassertemperatur, sondern auch von der Größe der Verdunstungsfläche im Vergleich zur Wassermenge, ferner von Temperatur und Wasserdampfgehalt der Umgebungsluft sowie von der Luftbewegung und damit vom Abtransport des Wasserdampfes. Bei einer Verdunstung vom festen Erdboden her spielt der Wassertransport an die Erdoberfläche zusätzlich eine wesentliche Rolle. Die Verdunstung vom nackten Erdboden und von Wasserflächen wird als *Evaporation*, die durch Lebewesen und Vegetation als *Transpiration* bezeichnet.

Eisverdunstung – Sublimation

Auch Eis verdunstet. Allerdings ist dieser Verdunstungsprozeß im Vergleich zu dem an Wasseroberflächen gleicher Temperatur wesentlich geringer, denn neben dem molekularen Wirkungs- oder Anziehungsbereich muß vorher noch die Gitterbindung überwunden werden. Darum muß die Fluchtgeschwindigkeit beim Übergang von Molekülen aus der festen Phase in den Gaszustand größer sein. Das bedeutet aber, daß Eis beim Übertritt einer gleichen Masse von Molekülen in den gasförmigen Aggregatzustand mehr an kinetischer Molekülenergie verliert als das flüssige Wasser und sich demzufolge stärker abkühlt.

Der direkte Übergang vom festen in den gasförmigen Zustand und umgekehrt wird allgemein als *Sublimation* bezeichnet. Häufig wird aber auch der Begriff *Deposition* für den Phasenübergang von gasförmig in fest verwendet. Um zwischen beiden Vorgängen besser unterscheiden zu können, ist im Wetterdienst die Bezeichnung *Eisverdunstung* gebräuchlich, während Sublimation den Übergang von der Dampf- in die Eisphase kennzeichnet.

Die *spezifische Sublimationswärme* setzt sich aus der spezifischen Schmelzwärme (334 kJ/kg) und der spezifischen Verdampfungswärme von 0°C (2501 kJ/kg) zusammen und beträgt somit bei Null Grad Celsius 2835 kJ/kg, sie bleibt auch bei tieferen Temperaturen annähernd gleich.

8.2.3 Dichte des Wassers

Die Dichte eines Stoffes ist temperaturabhängig; sie wird im allgemeinen bei Temperaturerhöhung geringer und nimmt bei Temperaturrückgang zu, denn bei Abnahme der kinetischen Energie der Moleküle verringert sich der Raum, den sie für ihre Bewegung benötigen. Wasser macht hier eine Ausnahme: Es hat bei 4°C seine größte Dichte, d. h. sowohl oberhalb als auch unterhalb von 4°C dehnt sich Wasser aus, seine Dichte nimmt ab.

Diese Anomalie ist damit zu begründen, daß das geordnete Kristallgitter des Eises aufgrund der Hohlraumstruktur ein größeres Volumen als das flüssige Wasser einnimmt. Schon vor Erreichen des Gefrierpunktes bilden sich kleine Eisaggregate, deren Raumbedarf die Volumenabnahme der reinen flüssigen Phase ab 4°C überwiegt. Am Gefrierpunkt vergrößert sich das Volumen dann schlagartig, wenn das gesamte Wasser zu Eis erstarrt. Durch diese abrupte Volumenzunahme können Gefäße, in denen sich das Wasser nicht mehr ausdehnen kann, gesprengt werden.

Aufgrund der geringeren Dichte schwimmt Eis auf dem Wasser, wobei sich ein Bruchteil (1/11) des Eises über der Wasseroberfläche befindet.

Seen und Flüsse gefrieren von der Oberfläche her, weil grundsätzlich das Wasser mit größerer Dichte nach unten sinkt. Das Oberflächeneis schützt dann bei weiterem Gefrieren durch die frei werdende Wärme und die geringere Wärmeleitfähigkeit des Eises mit zunehmender Eisdicke die darunter liegenden Wassermassen. Dadurch bleibt bei ausreichender Tiefe der Lebensraum für die Wassertiere erhalten.

Die Dichte des Eises nimmt bei tieferen Temperaturen geringfügig zu. So hat Eis bei einer Temperatur von 0°C eine Dichte von 0,91674 g cm⁻³, bei -40°C von rund 0,922 g cm⁻³.

8.2.4 Sphärische Tropfenform

Betrachtet man die Kohäsionskräfte der Moleküle unmittelbar an der Wasseroberfläche, wird man feststellen, daß diese molekularen Anziehungskräfte nur seitlich und in die Flüssigkeit wirken.

Dadurch entsteht ein in die Flüssigkeit wirkender Kohäsionsdruck sowie eine starke Oberflächenspannung. Unter Einfluß dieser Wirkung nehmen Wolken- und Nebeltröpfchen sphärische Form an.

8.3 Wasserdampfsättigung

Der Sättigungsdampfdruck ist nach Kapitel 4.1 durch die Anzahl der aus der gebundenen Phase heraustretenden Moleküle bestimmt. Er ist abhängig

- von der mittleren Bewegungsenergie der Moleküle und darum von der Temperatur. Der Zusammenhang wird durch die Sättigungsdampfdruckkurve (Abb. 8.5) wiedergegeben.
- von der Kohäsion der Moleküle in der gebundenen Phase des Wassers. Je stärker die Bindung ist, umso geringer ist der Sättigungswert bzw. Sättigungsdampfdruck. Er ist darum

über Eis geringer als über Wasser (s. Tab. 8.2),

über Lösungen geringer als über chemisch reinem Wasser, da die im Wasser gelösten Salze die Wassermoleküle zusätzlich binden,

über sehr kleinen Tropfen erhöht, da in ihnen die Bindung vermindert ist; hingegen

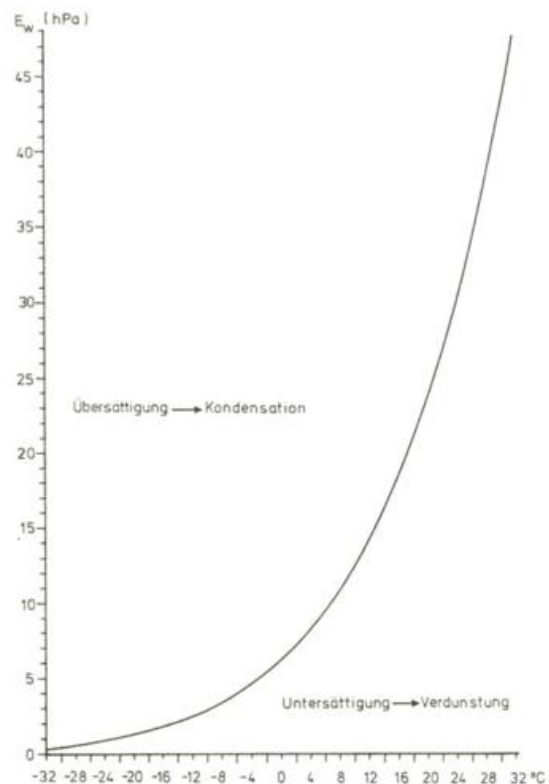


Abb. 8.5 Sättigungsdampfdruckkurve über Wasser E_w in hPa

über konkav gekrümmten Oberflächen, wie man sie in Kapillaren antrifft, herabgesetzt, da diese eine Stärkung der Bindungen verursachen.

Bezeichnet man den Sättigungswert über einer ebenen und chemisch reinen Wasserfläche mit dem Relativwert (U) 100 %, dann ist der Gleichgewichts- oder Sättigungswert des Wasserdampfes erreicht, wenn die relative Feuchte

- über Eis kleiner als 100 % ist. Die dabei erforderliche relative Sättigungsfeuchte ist eine Funktion der Temperatur (s. Tab. 8.2),
- über Lösungen kleiner als 100 % ist. Die erniedrigende Wirkung nimmt zu mit der Konzentration der Lösung und ist bei gesättigter Lösung am stärksten,

z. B. NaCl	75 %
MgSO ₄	45 %
MgCl ₂	34 %
LiCl	12 %

- über chemisch reinen Wassertropfchen größer als 100 % ist, sofern der Tropfenradius unter 10 μm liegt. Die erhöhende Wirkung auf den Sättigungswert steigt mit abnehmendem Radius (Abb. 8.6) und kann im molekularen Bereich mehrere 100 % betragen.

Tab. 8.2: Sättigungsdampfdruck des Wasserdampfes über unterkühltem Wasser (E_w) und über Eis (E_i), die Differenz (E_w - E_i) und die relative Sättigungsfeuchte über Eis (100 $\frac{E_i}{E_w}$)

Temperatur °C	E _w hPa	E _i hPa	E _w -E _i hPa	100 $\frac{E_i}{E_w}$ %
0	6.108	6.107	0.001	100.0
- 1	5.678	5.623	0.055	99.0
- 2	5.275	5.173	0.102	98.1
- 3	4.898	4.757	0.141	97.1
- 4	4.545	4.371	0.174	96.2
- 5	4.214	4.014	0.200	95.3
- 6	3.906	3.684	0.222	94.3
- 7	3.617	3.379	0.238	93.4
- 8	3.348	3.097	0.251	92.5
- 9	3.097	2.837	0.260	91.6
-10	2.862	2.597	0.265	90.7
-11	2.644	2.375	0.269	89.8
-12	2.441	2.171	0.270	88.9
-13	2.251	1.984	0.267	88.1
-14	2.075	1.811	0.264	87.3
-15	1.912	1.652	0.260	86.4
-16	1.760	1.506	0.254	85.6
-17	1.619	1.371	0.248	84.7
-18	1.488	1.248	0.240	83.9
-19	1.366	1.135	0.231	83.1
-20	1.254	1.032	0.222	82.3
-25	0.807	0.632	0.175	78.3
-30	0.509	0.380	0.129	74.7
-35	0.314	0.223	0.091	71.0
-40	0.189	0.128	0.061	67.7
-45	0.111	0.072	0.039	64.9
-50	0.064	0.039	0.025	60.9

- über konkav gekrümmten Oberflächen kleiner als 100 % ist,
- über Lösungströpfchen kleiner als 100 % ist, sofern die erniedrigende Wirkung der Lösung größer ist als die erhöhende durch den Tropfenradius (aktive Kondensationskerne).

Das bedeutet, daß in Fällen, bei denen der relative Sättigungswert unter 100 % liegt, Kondensation bzw. Sublimation eintreten muß, wenn eine relative Feuchte von 100 % gegeben ist. Dagegen würden durch Versprühen erzeugte reine Wassertropfen mit einem Radius von weniger als 10 μm selbst in Nebelluft (U = 100 %) verdunsten.

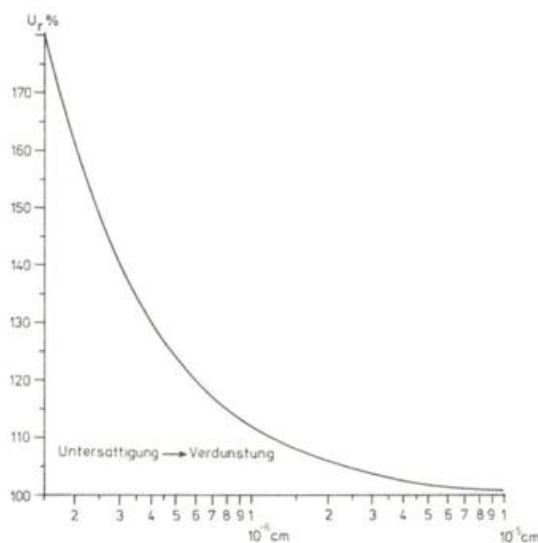


Abb. 8.6 Relative Sättigungsfeuchte über reinen Wassertropfen in Abhängigkeit vom Tropfenradius bei 0 °C

8.4 Wolkenbildungskerne

Theoretisch wäre eine Tröpfchenbildung durch zufällige Vereinigung von einigen Wassermolekülen zu einem winzigen Flüssigkeitskeim möglich, an den sich dann weitere Wassermoleküle anlagern. Dazu sind aber relative Feuchten von mehreren 100 % erforderlich, die in der Atmosphäre nicht vorkommen. Die Höchstwerte betragen dort etwa 101 %. Darum muß die Wolkenbildung an in der Luft befindlichen Partikeln erfolgen.

Diese Teilchen, die zugleich die Hauptmasse aller Aerosolteilchen darstellen, müssen Eigenschaften aufweisen, die den Dampfdruck an ihrer Oberfläche so weit erniedrigen, daß sich dort Wasserdampf bei den in der Atmosphäre vorkommenden relativen Feuchten anlagern kann. Diese Aerosolpartikeln, ihr Radius reicht von 50 nm bis über 1000 nm, werden deshalb auch Wolkenbildungskerne genannt.

Aufgrund ihrer Struktur und Zusammensetzung und den daraus resultierenden funktionellen Eigenschaften unterteilt man die Wolkenbildungskerne in

- Kondensations-,
- Sublimations-,
- Gefrier- und
- Mischkerne.

8.4.1 Kondensationskerne

Kondensationskerne sind Aerosolteilchen, an deren Oberflächen bei relativen Feuchten um oder unter 100 % Kondensation einsetzt. Im allgemeinen beginnt dieser Prozeß bei einer relativen Feuchte von 80 %. Steigt die relative Feuchte an und erreicht einen kritischen Wert, der zwischen 100 % und 101 % liegt, setzt ein stürmisches Kondensationswachstum ein. Aus dem ursprünglich unsichtbaren Kern ist über die Phase des noch nicht sichtbaren Dunsttröpfchens ein sichtbarer Wolken tropfen entstanden.

Zu den Kondensationskernen zählen alle hygroscopischen Substanzen wie Salze, Säuren und Lösungen dieser Stoffe, ferner feste, wasserunlösliche Partikeln mit kapillarhygroscopischen Oberflächen sowie feste Materieteilchen, an denen sich winzigste Aitkenkerne, die allein wegen ihrer geringen Größe nicht mehr als Wolkenbildungskerne fungieren können, angelagert und so Mischkerne mit teilhygroscopischer Oberfläche gebildet haben. Auch solche festen, wasserunlöslichen Teilchen, die weder kapillarhygroscopische Oberflächen besitzen noch mit winzigen Aitkenkernen behaftet sind, können unter bestimmten Bedingungen als Kondensationskerne wirken. Ihr Radius muß dann größer als 100 nm sein und die relative Feuchte annähernd 101 % betragen. Durch Adsorption von Wasserdampf bildet sich an der Oberfläche dieser Kerne ein dünner Wasserfilm. Die so entstandenen Wassertröpfchen benötigen zu ihrer Gleichgewichtslage mit dem Wasserdampf dann nur noch eine relative Feuchte von 100 %. Die Güte oder Aktivierbarkeit der Kondensationskerne hängt von ihrer erniedrigenden Wirkung auf den Sättigungswert des Wasserdampfes ab (s. Kap. 8.3). Mit ansteigender Feuchte nehmen auch weniger effektive Kondensationskerne am Kondensationsprozeß teil. Die besten Kondensationskerne sind wasserlösliche Teilchen wie große Salzkristalle oder Säuretröpfchen.

8.4.2 Sublimationskerne und Gefrierkerne

Zur Bildung von Eiskristallen in der Atmosphäre sind zwei Prozesse möglich, entweder direkte Sublimation des Wasserdampfes an geeigneten Kernen, die darum Sublimationskerne genannt werden, oder Kristallisation von Wassertröpfchen an Gefrierkernen.

Damit Wasserdampf direkt an Sublimationskernen in die Kristallform übergeht, müssen diese wasserunlöslich sein und einen Radius von mehr als 100 nm besitzen. Aber auch dann sind noch sehr tiefe Temperaturen unter dem Gefrierpunkt und große Eisübersättigungen erforderlich. Außerdem sind die meisten festen und unlöslichen Partikeln in der Atmosphäre durch anhaftende lösliche Substanzen verschmutzt, was sie als Kondensationskerne geeigneter und als Sublimationskerne ungeeigneter macht. Darum wird im allgemeinen der Kondensationsprozeß dem Sublimationsprozeß vorgezogen und der Wasserdampf zunächst zu einem Wasserfilm um den Kern kondensieren und erst später gefrieren. Weil sich das im mikroskopischen Größenbereich abspielt, läßt sich die flüssige Phase im allgemeinen nicht wahrnehmen. Man sieht vielmehr nur die feste Phase, wenn sie durch weitere Sublimation angewachsen ist.

Die Kristallisation von Wassertröpfchen ist in der Atmosphäre nur über Gefrierkerne möglich, ähnlich wie die Tröpfchenbildung nur über Kondensationskerne. Denkbar wäre das zufällige Ordnen mehrerer H_2O -Moleküle zu einem Eiskeim. Dazu wäre aber eine enorme Eiskeimbildungsarbeit erforderlich und eine starke Unterkühlung dieser sehr kleinen Eiskeime.

Echte Eiskeime können sich darum höchstens bei sehr tiefen Temperaturen bilden. Erst bei Temperaturen unter $-40^\circ C$ nimmt die Wahrscheinlichkeit des Gefrierens von Wolken tröpfchen so zu, daß Wolken tröpfchen auch ohne Gefrierkerne nach ausreichender Unterkühlungsdauer gefrieren können.

Für geringere Unterkühlungen muß daß Gefrieren von Wolken tröpfchen über Gefrierkerne erfolgen. Solche Kerne sind um so besser als Kristallisationskerne geeignet, je ähnlicher ihr Aufbau dem des Eiskristalls ist. Je weniger eisähnlich der Kernaufbau ist, desto tiefer muß die Kristallisationstemperatur bei gleichem Radius des Kernes sein. Darum eignen sich als Gefrierkerne am besten große Mineralkristalle; weniger gut sind amorphe, unlösliche Teilchen, während lösliche Teilchen ungeeignet sind.

Abgesehen von Eiskristallen selbst zählen Silberjodidkristalle zu den besten bisher bekannten Gefrierkernen. Sie werden ab $-5^\circ C$ wirksam.

Weil die Gefriertemperatur mit dem Kernradius ansteigt und die Anzahl der Kerne in der Luft mit ihm abnimmt, werden bei geringen Unterkühlungen nur wenige Kerne als Gefrierkerne wirksam, so daß die Wolken tröpfchen in der Luft bis $-10^\circ C$ im allgemeinen nicht gefrieren. In der Nähe der Erdoberfläche, wo die meisten großen Kerne aufgewirbelt werden, kann der Gefrierprozeß auch eher einsetzen.

Mit tieferen Temperaturen nimmt die Zahl der aktivierbaren Kerne stetig zu, anfangs relativ langsam, ab $-30^\circ C$ jedoch sprunghaft. Bei $-35^\circ C$ sind meist alle Gefrierkerne wirksam geworden.

8.4.3 Mischkerne

Unter diesen Kernen sind, wie bereits erwähnt, feste, wasserunlösliche Materieteilchen zu verstehen, die teilweise mit winzigsten löslichen Substanzen benetzt sind. Der Teil des Kernes, an dem sich Aitkenkerne konzentrieren, verhält sich wegen seiner hygroscopischen Eigenschaft ab einer bestimmten relativen Feuchte wie ein Kondensationskern. Der feste Bestandteil dieses Wolkenbildungskernes, der sich nach einsetzender Kondensation in dem entstandenen Tröpfchen befindet, wird bei entsprechender Temperatur die Rolle eines Gefrierkerns übernehmen. Mischkerne sind die am häufigsten vorkommenden Wolkenbildungskerne.

8.5 Wolkenbildungs- und Wolkenauflösungsprozesse

Wolken entstehen durch Kondensation oder Sublimation übersättigten Wasserdampfes an geeigneten Aerosolkernen. Darum sind alle Prozesse, die zu einer Übersättigung des Wasserdampfes führen, Wolkenbildungsprozesse und alle, welche eine Untersättigung des Wasserdampfes verursachen, Wolkenauflösungsprozesse.

Zu Wasserdampfübersättigung kann es kommen durch

- Zunahme des Wasserdampfes durch Verdunstung
- diabatische Abkühlung bis zum Taupunkt bzw. Reifpunkt durch Wärmeabgabe an eine kältere Umgebung und durch Ausstrahlung an Dunstschichten
- adiabatische Abkühlung durch Ausdehnung der Luft, wenn diese unter geringeren Druck gelangt
- Kombination obiger Prozesse.

Wasserdampfuntersättigung wird durch die gegenläufigen Prozesse sowie durch Mischung erreicht:

- Abnahme des Wasserdampfes durch Sublimation und Ausfallen als Niederschlag
- Erwärmung über den Taupunkt bzw. Reifpunkt
- Mischung mit ungesättigter Luft
- Kombination obiger Prozesse.

8.5.1 Wolkenbildung durch Zunahme des Wasserdampfes

Ähnlich wie der Seerauch durch Verdunstung warmen Wassers in kalte Luft entsteht, bilden sich Verdunstungswolken, wenn warmer Niederschlag aus höheren Schichten in kältere darunter fällt und verdunstet. Solche Verhältnisse findet man unter aufgleitender Warmluft, insbesondere im Winter, wenn sich am Boden eine Kaltluftschicht gebildet hat. Aber auch in höheren Schichten kann es unter der Aufgleitfläche zu Übersättigung kommen. Im allgemeinen wächst dann durch diese Übersättigung die Aufgleitbewölkung, der Altostratus, mit einsetzendem Niederschlag sehr rasch nach unten zu einem Nimbostratus an. In Verbindung mit vertikaler Reibungsturbulenz in der Bodenreibungsschicht bilden sich häufig Schlechtwetterfetzen (pannus). Dabei spielt allerdings eine adiabatische Expansionsabkühlung infolge vertikaler Turbulenzbewegung eine zusätzliche Rolle.

8.5.2 Wolkenbildung durch diabatische Abkühlung

Wenn in der bodennahen Luft Wärme an eine kalte Erdoberfläche abgegeben wird, entsteht Strahlungs- und Advektionsnebel; dieser wird in Kapitel 8.7.3 behandelt.

Neben der Bodenabkühlung ist ein weiterer diabatischer Prozess, der zu Wolkenbildung führt, die Abkühlung durch Wärmeabstrahlung von Dunstschichten. Solche Dunstschichten, die aus einer Ansammlung von Aerosolkernen und Wasserdampf bestehen, strahlen zu allen Tageszeiten Wärme in die höheren kälteren Schichten und in den Weltraum ab. Besonders nachts, wenn die kurzwellige Sonneneinstrahlung fehlt, kühlen sie sich dadurch von oben her ab. Wenn der Taupunkt erreicht wird, bilden sich unter der Inversion ausgedehnte stratiforme Wolkenfelder, die wenigstens anfangs keine wesentlichen Helligkeitsunterschiede aufweisen und darum zu den Gattungen Stratus, Altostratus oder Cirrostratus gehören.

Bei weiterer Strahlungsabkühlung an der Obergrenze dieser Wolken kommt es zu einer Vergrößerung des vertikalen Temperaturgefälles und damit zu einer Labilisierung in der Wolkenschicht, wodurch konvektive Umlagerungen eingeleitet werden. Die zusammenhängende einförmige Wolkenschicht teilt sich dann in viele kleine Schollen auf oder nimmt wenigstens unterschiedliche Dichte und Dicke an. Aus den Stratus-Gattungen werden die entsprechenden Stratocumulus-Gattungen: Stratocumulus, Altocumulus und Cirrocumulus, alle der Unterart stratiformis zugehörend (s. dazu Kap. 8.5.3).

8.5.3 Wolkenbildung durch adiabatische Abkühlung

Der größte Teil aller Wolken entsteht durch adiabatische Abkühlung, wenn aufsteigende Luft unter geringeren Druck kommt. Weil die Temperatur bei Hebungsprozessen um 1 K je 100 m abnimmt und die Taupunkttemperatur – wie man an der Linie des Sättigungsmischungsverhältnisses in thermodynamischen Diagrammpapieren ablesen kann – um etwa 0,2 K pro 100 m zurückgeht, nimmt die Taupunktdifferenz um

rund 0,8 K je 100 m oder 1 K je 125 m ab. Damit läßt sich die Kondensationshöhe H_k bei Kenntnis der Taupunktdifferenz $T-T_d$ berechnen, und man erhält die Henningsche Formel:

$$H_k = 125 \cdot (T-T_d) \text{ in m}$$

Nachstehende nach ihrer Entstehungsursache bezeichneten Wolken werden überwiegend durch adiabatische Hebungprozesse gebildet:

- Turbulenzwolken durch vertikale Turbulenz und Durchmischung,
- Konvektionswolken durch den aufwärts gerichteten Konvektionsstrom in labilen Luftschichten,
- Staubewölkung durch erzwungene Hebung an Hindernissen,
- Aufgleitwolken an Fronten und in Höhendivergenz- und Bodenkonvergenzgebieten,
- Wogenwolken durch vertikale Wellenbildung.

– Turbulenzwolken

Die Turbulenz in der Grundströmung führt zu einem verstärkten Austausch und damit Ausgleich von unterschiedlichen Eigenschaften der Luft. Wie in Kapitel 6.9.4 erwähnt, stellt sich bei starker Turbulenz durch die Durchmischung annähernd eine mittlere potentielle Temperatur ein, welche im aerologischen Diagrammpapier durch eine mittlere Adiabate in der Turbulenzschicht wiedergegeben wird. Die vertikale Durchmischung sorgt außerdem für eine möglichst gleichmäßige Verteilung des Wasserdampfes, so daß sich in der Turbulenzschicht ein mittleres, mit der Höhe annähernd konstantes Mischungsverhältnis einstellt.

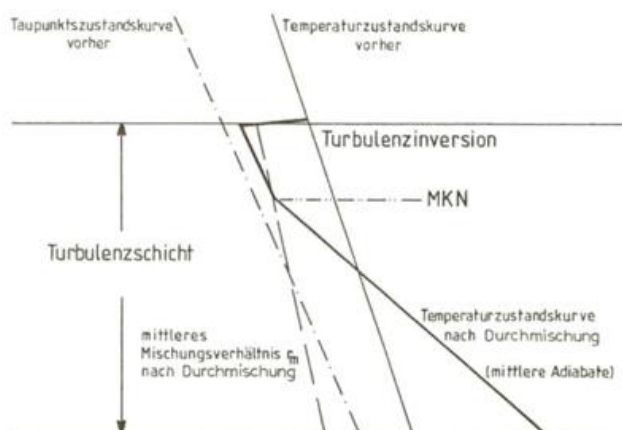


Abb. 8.7
Schematische Darstellung der Wirkung einsetzender Turbulenz

Diese Wirkung der Turbulenz kann, wie Abbildung 8.7 zeigt, zur Übersättigung führen, wenn die mittlere Adiabate und die Kurve des mittleren Mischungsverhältnisses sich schneiden. Das entsprechende Niveau nennt man *Mischungskondensationsniveau* (MKN). Eine weitere Wirkung der Turbulenz ist die Entstehung einer Turbulenzinversion an der Obergrenze der Durchmischungsschicht. Sie bildet die Obergrenze der Turbulenzwolken. Im Normalfall führt Turbulenz im unteren Teil der Turbulenzschicht zu einer Zunahme der Lufttemperatur und Abnahme der Taupunkttemperatur, was eine Zunahme der Taupunktdifferenz und Abnahme der relativen Feuchte bedeutet, und im oberen Teil zu einer Abnahme der

Temperatur und Zunahme des Taupunktes, was eine Abnahme der Taupunktdifferenz und Zunahme der relativen Luftfeuchte verursacht. Wenn Bodennebel vorhanden ist, kann aufkommende Turbulenz bei Auffrischung des Windes durch die eben geschilderte Wirkung zu restloser Auflösung des Nebels führen oder aber zur Anhebung bis zum Mischungskondensationsniveau, wodurch aus dem Nebel ein Hochnebel oder Stratus wird.

Auffrischender Wind kann darum unter günstigen Umständen dafür sorgen, daß in einer zunächst wolkenfreien planetarischen Grenzschicht durch die Abkühlung, welche mit der Vergrößerung des vertikalen Temperaturgefälles im oberen Bereich der Schicht verbunden ist, und durch die gleichzeitig dort auftretende Zunahme des Mischungsverhältnisses der in Abbildung 8.7 dargestellte Vorgang zur Wolkbildung führt. Die so oberhalb des MKN bis zur Turbulenzinversion entstehende ziemlich einheitlich graue Wolke ist der *Turbulenz-Stratus*. In der Wolke führt die Durchmischung natürlich nur zu einem feuchtadiabatischen Temperaturgradienten. Die Bedingungen für die Bildung eines Turbulenzstratus sind besonders günstig, wenn an der Erdoberfläche der nach oben abgeführte Wasserdampf laufend durch Verdunstung ersetzt werden kann, wodurch das mittlere Mischungsverhältnis ansteigt und das MKN absinkt, also über See oder über feuchter Erdoberfläche, z. B. nach Regen. Außerdem wird die Turbulenz-Stratusbildung dann begünstigt, wenn die entsprechende Luftmasse wärmer ist als der Untergrund und darum fortlaufend von unten abgekühlt wird, also in Warmluftmassen. Darum findet man in den Warmluftmassen, welche über See in Richtung des Temperaturgefälles vordringen und über winterlichen Landflächen, wenn warme Meeresluft landeinwärts fließt, häufig ausgedehnte Stratusfelder. In beiden Fällen sinkt das MKN und damit die Stratusuntergrenze mit zunehmender Abkühlung ab.

Ursache für die Abkühlung kann im Winter oder in den Polargebieten auch Tauwetter sein, weil zum Schmelzen einer Schnee- und Eiskecke der Luft sehr viel Wärme entzogen wird. In solchen Gebieten tritt dann ebenfalls verbreitet Stratus oder Nebel auf.

Nach der Stratusbildung wird die Stratusobergrenze durch die langwellige Abstrahlung nach oben zu einer weiteren Abkühlungsquelle, wodurch die mittlere potentielle Temperatur der Turbulenzschicht und mit ihr das MKN und die Stratusuntergrenze zusätzlich absinken. Grundsätzlich ist die Abkühlung der Obergrenze einer Schicht mit einer Vergrößerung des vertikalen Temperaturgefälles und damit einer Labilisierung verbunden, so daß es auch im Turbulenzstratus zu konvektiven Umlagerungen und zu einer Umwandlung des Stratus in Stratocumulus kommen kann.

Erhebliche vertikale Turbulenz ist auch in Zonen starker vertikaler Windscherungen möglich, wie man sie in der Nähe von Strahlströmen findet. Oft wird dann das MKN in der Turbulenzschicht nicht erreicht, so daß man von Clear-air-turbulence (CAT) spricht. Anderenfalls bilden sich Cirrus- oder Altocumulusbüschel (Cirrus floccus, fibratus und uncinus oder Altocumulus floccus) (vgl. Kap. 6.9.3).

– Konvektionswolken

Die bereits in Kapitel 7.6 behandelte Cumulusthermik, die zur Bildung von Cumuluswolken führt, wird stark von den strahlungsphysikalischen Unterschieden des Erdbodens beeinflusst. Kalte Flächen unterdrücken die Thermik, warme fördern sie. So spielen der Einfallswinkel der Sonnenstrahlung

zum Gelände (Hangthermik), die Anströmungsrichtung des Windes zu Hindernissen, örtliche Zirkulationen wie Land- und Seewind und Berg- und Talwind, aber auch reibungsbedingte Bodenkonvergenzen und -divergenzen, wie z. B. die Küstenkonvergenz, eine wichtige Rolle bei der Verteilung der Thermik und der Cumuluswolken.

Über Land unterliegt die Bildung von Konvektionswolken einem Tagesgang, der durch die Tagesgänge der solaren Einstrahlung und der Erdbodentemperatur bestimmt wird. Wenn die Energiezufuhr am Boden aufhört, kommt auch die Bodenthermik zum Erliegen. Die Cumuluswolken verdunsten in die trockenere Umgebung und lösen sich auf. Über See fehlt dieser Tagesgang, weil die Wassertemperatur keinen wesentlichen Tagesgang aufweist. Dort hält die Konvektion auch nachts an, wenn sie durch Kaltluftadvektion über warmem Wasser verursacht wird. Eine geringe, aber kaum feststellbare Verstärkung ist sogar nachts möglich, wenn die Strahlungsabkühlung der Wolkenobergrenzen nicht durch solare Strahlungsabsorption zum Teil kompensiert wird.

Die Höhe der Konvektionswolken und somit ihre Gattung und ihre Art hängen von der Höhe der feuchtlabilen Luftschicht und darum von der Wetterlage ab. Es lassen sich drei Typen der Konvektionswolken definieren:

- normaler (vergenzfreier) Konvektionstyp,
- divergenter Konvektionstyp
- konvergenter Konvektionstyp.

Beim normalen Konvektionstyp ohne Vergenzen am Boden und in der Höhe reicht die Konvektion nur wenige Kilometer hoch. Die Gipfeltemperatur reicht noch nicht zur Eiskristallbildung aus, so daß es in unseren Breiten selten zur Niederschlagsbildung kommt. Es entsteht Cumulus congestus.

Der divergente Konvektionstyp ist mit Bodendivergenz und entsprechendem Absinken verbunden. Letzteres führt zu vertikalem Schrumpfen der Luft und damit zu einer Stabilisierung, wobei sich häufig verhältnismäßig tiefliegende Absinkinversionen bilden, die nur die Entstehung von Cumulus humilis oder mediocris zulassen. Bei hohen Feuchtwerten unter der Absinkinversion, besonders häufig über See, breiten sich die Cumuluswolken unter der Inversion seitwärts zu Stratocumulus cumulogenitus aus.

Der konvergente Konvektionstyp ist mit bodennaher Konvergenz und daraus resultierender Hebung verbunden. Die Hebung bewirkt ein vertikales Strecken und damit eine Labilisierung der Luft, die in extremen Fällen bis zur Tropopause reichen kann. Dabei entstehen hochreichende Konvektionswolken, Cumulus congestus oder Cumulonimbus.

Die in Kapitel 8.5.2 erwähnten Inversionswolken der Wolken-gattungen Stratocumulus, Altocumulus und Cirrocumulus und der Art stratiformis, die aus Schollen, Ballen oder Walzen bestehen und meistens durchscheinend (translucidus) oder mit Lücken versehen (perlucidus) sind, zählen zu den Konvektionswolken. Die zur Konvektion erforderliche Labilisierung der Luft geschieht bei diesen Wolken aber nicht durch Erwärmung von unten, sondern durch die schon erwähnte Strahlungsabkühlung an der Obergrenze von Dunst- und Wolkenschichten unter Inversionen. Diese Strahlungsabkühlung bildet dünne labile Luftschichten unter der Inversion aus, in denen es ähnlich wie in dünnen instabilen Flüssigkeitsschichten zu einer zellularen Konvektion in Form von regelmäßig angeordneten polygonalen Konvektionszellen kommen kann. Bei starker Strömung ordnen sich die Konvektionszellen

linienförmig parallel zur Strömung und nehmen dann oft Walzenform an.

Diese durch Strahlungsabkühlung ausgelöste Konvektion hat nachts und am frühen Morgen ein Häufigkeitsmaximum. Sie kommt tagsüber durch die Erwärmung der Wolken infolge der solaren Einstrahlung und durch die damit verbundene Stabilisierung wieder zum Erliegen. Darum lösen sich diese Konvektionswolken mit höher steigender Sonne oft allmählich wieder auf.

– Staubewölkung

Wird ein Hindernis großer horizontaler Ausdehnung angeströmt, dann kommt es luvseitig zu einer erzwungenen Hebung der Luft und leeseitig zu einem Absinken. Ob dabei auf der Luvseite Wolkenbildung eintritt, ist abhängig von der Höhe der Barriere und der Taupunktdifferenz der angehobenen Luft. Die Taupunktdifferenz vermindert sich nach der Formel von Henning um 1 K pro 125 m Hebung, so daß sich bei geringer Taupunktdifferenz Wolken schon an Hindernissen geringer Höhe bilden können. Die luvseitigen Wolken an einem Hindernis bezeichnet man auch als Stauwolken. Bei stabiler Schichtung der das Hindernis überströmenden Luft entstehen stratiforme Wolken in einzelnen oder zusammenhängenden Schichten, wobei dann anhaltender Niederschlag fallen kann. Bei labiler oder potentiell labiler Schichtung bilden sich ebenfalls ausgedehnte Wolkenfelder, die aber stark unterschiedliche vertikale Entwicklung aufweisen durch höher quellende Cumulonimbuswolken. Die Labilität erkennt man an der räumlichen und zeitlichen Intensitätsschwankung der fallenden Niederschläge und an Niederschlagsformen und Wettererscheinungen, die nur in Cumulonimbuswolken auftreten. Die Niederschläge der Stauwolken sind allgemein von langer Dauer und intensiver als bei langsamen Aufgleitprozessen an Fronten. Letztere werden natürlich durch Stau verstärkt. Auch die Gewittertätigkeit ist im Luv eines Gebirges größer als üblich.

– Aufgleitwolken

Unter Aufgleiten versteht man in der Atmosphäre eine langsame Vertikalbewegung bei stabiler Schichtung in der Größenordnung von cm/s. Das Aufgleiten erstreckt sich dabei auf eine Breite von mehreren 100 km und eine Länge von einigen hundert bis einigen tausend Kilometern.

Die Ursache des Aufgleitens und die damit verbundene Wolkenbildung werden in Kapitel 10 behandelt.

– Wogenwolken

Auch vertikale Luftwogen können Ursache von Wolkenbildungen sein. Ist z. B. eine einheitliche Luftströmung gegen ein Hindernis gerichtet, so erfährt die Strömung eine Störung durch erzwungene Hebung. Die Störung erzeugt wellenartige Bewegungen der Luftströmung, die durch fortdauernde, vom Hindernis ausgehende Impulse derart aufgeschaukelt werden können, daß die gesamte Luftmasse bis weit über die Hindernishöhe hinaus zu Schwingungen angeregt wird. Diese Schwingungen erzeugen im Lee des Hindernisses in ziemlich gleichmäßigen Abständen von etwa 5 km bis 50 km Auf- und Abwindgebiete mit Vertikalgeschwindigkeiten bis zu einigen m/s, in extremen Fällen können sogar bis zu 40 m/s erreicht werden. Die Wellenlänge wächst mit der horizontalen Strömungsgeschwindigkeit und zunehmendem vertikalem Temperaturgradienten.

Die Vertikalbewegungen in Leewellen wachsen mit der Wind-

geschwindigkeit in Gipfelhöhe des Hindernisses, mit ihrer Amplitude und mit abnehmender 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 ausgeprägt. Das Gebiet stärksten Aufwindes verschiebt sich mit zunehmender Höhe gegen die Strömung auf den Hinderniskamm zu und kann unter Umständen auch luvwärts über den Hindernisgrat greifen. In der Vertikalen können durch diese Verschiebung Auf- und Abwindgebiete mehr oder weniger geschichtet übereinander liegen.

Die Wellenberge werden bei ausreichender Feuchte durch langgezogene, parallel zum Hindernis ausgerichtete, oft linsen- oder mandelförmige Wolkenbänke angezeigt, deren Ränder im Aufwindgebiet der Welle besonders scharf gezeichnet sind. Form und Abstand der Wolken zueinander werden durch das Relief des Hindernisses, die Formveränderung dagegen durch Änderung der Windgeschwindigkeit und Feuchte bestimmt. Oft können diese Wolken auch mehrfach übereinander geschichtet sein. Diese Form wird auch *Moazagotl-Wolke* genannt, eine mundartliche Bezeichnung nach Gottlieb Matz, der diese Wolken, die bei südwestlicher Luftströmung im Lee des Riesengebirges auftreten, besonders genau beobachtete und beschrieb.

Unter dem ersten, manchmal auch noch unter dem zweiten Wellenberg der leewärts gerichteten Schwingung können sich durch Umkehr des allgemeinen Druckgefälles Rotoren ausbilden, Luftwirbel, die sich um eine horizontale Achse bewegen. Bei ausreichender Feuchte werden die Rotoren als walzenförmige Wolken sichtbar.

An der Grenzfläche zwischen kälterer und darüber liegender wärmerer Luft können infolge von Windscherung interne Wellen entstehen. Im Gegensatz zu den Leewellen wandern die Scherungswellen mit der Strömung; Amplitude und Wellenlänge sind verhältnismäßig gering. Treten solche Wellen in relativ feuchten Luftschichten auf, kann es zu einer wogenförmigen Wolkenbildung kommen. Tritt nur in einer relativ dünnen Schicht Kondensation ein, werden sich Wolkenballen oder -walzen zeigen, die voneinander gelöst sind. Bei mächtigeren Schichten sind die Wogenwolken nur noch als Verdünnung und Verdichtung mit den entsprechenden Helligkeitsunterschieden an der Wolkenbasis zu erkennen. Diese Wolkenformen gehören zu der Unterart undulatus.

8.5.4 Künstliche Wolkenbildungsprozesse

Dieser Gruppe lassen sich alle Wolkenbildungen zuordnen, die ohne Eingriff des Menschen in die Natur oder ohne Naturkatastrophen nicht möglich wären.

– Kondensationsstreifen

Kondensationsstreifen oder Kondensstreifen sind wohl die bekanntesten künstlichen Wolken. Sie verdanken ihre Existenz der Verbrennung von Flugzeugkraftstoff, einer Kohlenwasserstoffverbindung, bei der als Nebenprodukt Wasser anfällt. Der durch starke Abkühlung übersättigte Wasserdampf kondensiert schlagartig. Überwiegend handelt es sich hierbei um eine adiabatische Abkühlung der sehr heißen und mit Wasserdampf angereicherten Abgase. Die entstandenen Tröpfchen gefrieren sehr schnell zu Eiskristallen. Ob sich die Kondensstreifen als beständig oder als nicht beständig erweisen, ist abhängig von dem Wasserdampfgehalt und der Tempe-

ratur im Entstehungsniveau. Durch Windscherung breiten sich die anfangs schmalen Streifen aus. Befinden sich im Flugniveau bereits Eiswolken, ist immer mit einer Beständigkeit dieser künstlichen Wolken zu rechnen. Bei Temperaturen über -40°C sind sie nur kurzlebig. Ihre Bildungshöhe beträgt darum im Winter mindestens 8 und im Sommer mindestens 10 km. Eine sehr kurzlebige Form bildet sich bei fast gesättigtem Wasserdampf bisweilen in Wirbeln, die sich von den Enden der Luftschraube bzw. Tragflächen lösen. Frisch gebildete Kondensstreifen sehen leuchtend weiß aus und können so dicht sein, daß sie auf darunter liegende Wolken Schatten werfen. Anfangs zeigen sie häufig auch nach unten gerichtete Quellformen, und bei labiler Schichtung entwickeln sich aus den Obergrenzen zinnenartige Formen heraus. Durch zahlreiche verwehte Kondensstreifen können sich geschlossene Schichten bilden, die als Cirrostratus anzusprechen sind. Überwiegend gehören beständige Kondensstreifen der Gattung Cirrus an, wobei die Art fibratus am häufigsten in Erscheinung tritt.

– Wolken über Kühltürmen

Starke Übersättigung bilden sich auch über Kühltürmen durch die Abkühlung der warmen wasserdampfreichen Kühlturmluft. Die dabei entstehenden Kondensationsschwaden können sich bei konvektivem Wetter zu beständigen Cumuluswolken entwickeln und mit der allgemeinen Luftströmung abtransportiert werden.

– Brandwolken

Wegen der starken Hitzeentwicklung bei größeren Bränden bilden sich über dem Brandherd konvektive Wolken, die mit Verbrennungsrückständen angereichert sind und dementsprechend grau und dunkel aussehen. Sie können unter Umständen Niederschlag in Form leichter Regenschauer bringen. Handelt es sich um Brände riesigen Ausmaßes, kann der Rauchpilz bis in größere Höhe emporschießen und entsprechend stärkere Wettererscheinungen verursachen.

– Wolken bei Vulkanausbrüchen

Wolken, die bei Vulkanausbrüchen entstehen, sehen im allgemeinen wie kräftig entwickelte Cumulus-Wolken mit schnell wachsenden starken Quelltürmen aus. Sie können sich in großer Höhe über weite Gebiete ausbreiten und Ursache für die Bildung von Bishop-Ringen sein. Die durch Vulkanausbrüche verursachten Wolken bestehen in der Hauptsache aus festen Materialteilchen verschiedener Größe, teilweise enthalten sie auch Wasser. Beim Krakatau-Ausbruch im Jahre 1883 wurden ungefähr 10 Millionen Tonnen Staub bis in eine Höhe von 50 km geschleudert.

8.5.5 Wolken in der Strato- und Mesosphäre

Wenn die Sonne einige Grad unter dem Horizont steht, werden in der Strato- und Mesosphäre gelegentlich Wolken beobachtet. Diese Wolken zeichnen sich durch ihre auffallende Färbung aus. Es wird angenommen, daß sie größtenteils aus Wasser bestehen. Eine endgültige Klärung der Bestandteile, besonders der Wolken in der Mesosphäre, steht noch aus.

– Perlmutterwolken

Bei sehr tiefen Stratosphärentemperaturen, im allgemeinen unter -82°C , können von 21 km bis 30 km mandelförmige Wolken beobachtet werden, die ein perlmutterfarbiges, sehr deutliches Irisieren zeigen. Die prächtigsten Farben werden

dann beobachtet, wenn die Sonne einige Grade unter dem Horizont steht. Die Perlmutterwolken stellen ein Art von orographischen Wolken dar. Sie werden nur dann beobachtet, wenn in der Troposphäre stark ausgeprägte Leewellen existieren. Die Linsenform dieser Wolken läßt darauf schließen, daß sie sich an Wellenbergen von Wellen bilden, die vom Gelände induziert werden. Perlmutterwolken sind hauptsächlich über Norwegen und Schottland beobachtet worden.

Wahrscheinlich entstehen diese Wolken durch Sublimation von Wasserdampf an Sublimationskernen. Wegen des starken Irisierens wird vermutet, daß die Bestandteile kugelförmig beschaffen sind.

– Leuchtende Nachtwolken

Leuchtende Nachtwolken – es handelt sich dabei um sehr dünne Wolkenschleier nahe der Mesopause – werden selten und nur im Sommer in den nördlichen Regionen der mittleren Breiten und in den südlichen Polarzonen beobachtet. Ihre Höhe ist zwischen 75 km und 90 km vermessen worden. Bei einem Sonnenstand von 5 Grad bis 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. In Abhängigkeit von ihrer Höhe über dem Horizont erscheinen die Wolken in den verschiedensten Farben. So sind bei geringer Höhe über dem Horizont golden bis rotbraun die bevorzugten Farben, mit zunehmender Höhe verfärben sie sich und erscheinen im Zenit blausilbrig.

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 durch aufsteigende Luftbewegung in der Mesosphäre erklärt werden können, scheint es sich um Eiskristalle zu handeln. Bei sehr tiefen Temperaturen reichen selbst minimale Mengen an Wasserdampf aus, um eine Übersättigung und demzufolge Sublimation auszulösen.

8.5.6 Wolkenauflösungsprozesse

Wolkenauflösung bedeutet Verdunstung der Wolkenelemente. Das ist aber nur möglich, wenn der Wasserdampf in bezug auf die flüssige oder feste Phase des Wassers untersättigt wird.

Die dynamischen und thermodynamischen Vorgänge, die zu dieser erforderlichen Untersättigung in Wolkenluft führen, sind im wesentlichen denen der Wolkenbildung entgegengesetzt.

– Wolkenauflösung durch Ausfallen von Niederschlag

Diese Art der Wolkenauflösung ist nur im Mischwolkenbereich oder in unterkühlten Wasserwolken zu beobachten, in die aus höheren Schichten Eiskristalle gelangten.

Wolkenabschnitte, die aus unterkühlten Wassertröpfchen und Eiskristallen bestehen, sind in ihrer Zusammensetzung nicht beständig. Aufgrund der unterschiedlichen Sättigungswerte über Eis und Wasser wachsen die Eiskristalle durch Sublimation des überschüssigen Wasserdampfes auf Kosten der verdunstenden Wassertröpfchen und fallen schließlich als Niederschlag aus (s. dazu Kap. 8.8). Bei geringer Eiskristallzahl in der Mischwolke bilden sich Fallstreifen aus absinkenden Eiskristallen, und aus der Mischwolke wird eine weniger dichte unterkühlte Wasserwolke.

Bei größerer Eiskristallzahl verdunsten die Wassertröpfchen laufend, während die dabei wachsenden Eiskristalle als Niederschlag ausfallen. Wenn die Wolkenbildungsprozesse nicht für neue Tröpfchenbildung sorgen, kann sich dadurch der Mischwolkenbereich auflösen. So schrumpft zum Beispiel der Cumulonimbus nach dem Überschreiten des Reifestadiums über das Regenstadium im Endstadium zusammen.

Bei nachlassenden Aufgleitvorgängen ist ähnliches auch beim Altostratus oder Nimbostratus zu beobachten.

Bei sehr großer Eiskristallzahl in der Mischwolke und geringer Tröpfchenkonzentration werden die Tröpfchen sehr rasch aufgezehrt, ohne ein wesentliches Anwachsen der Eiskristalle zu verursachen, und es bleibt eine reine Eiswolke übrig.

– *Wolkenauflösung durch Erwärmung*

Dieser Vorgang stellt die Umkehr zur Wolkenbildung durch Abkühlung unter den Tau- bzw. Reifpunkt dar. Die Erwärmung kann diabatisch durch Strahlung oder aber auch adiabatisch durch Absinkbewegungen vor sich gehen. Die *diabatische Strahlungserwärmung* durch solare Strahlung ist infolge der hohen Wolkenalbedo gering. Sie sorgt trotzdem selbst über See für einen Tagesgang des Bedeckungsgrades der Inversionswolken mit einem Maximum am frühen Morgen und einem Minimum tagsüber. Über Land kommt noch die mit der Bodenerwärmung verbundene Erhöhung der terrestrischen IR-Strahlung hinzu, die von Wolken fast restlos absorbiert wird. Darum lösen sich dort vorhandene Inversionswolken wie Stratocumulus und Altocumulus stratiformis translucidus durch die IR-Strahlungserwärmung der Tröpfchen im Laufe des Vormittags allmählich auf. Eine ähnliche Auflösungswirkung durch verstärkte IR-Absorption hat eine Advektion dieser Wolken von kaltem zu warmem Untergrund.

Hauptursache für die Auflösung größerer Wolkenkomplexe ist die *adiabatische Erwärmung* in Absinkgebieten. Jede Aufwärtsbewegung macht aus Kontinuitätsgründen eine abwärts gerichtete Ausgleichsströmung erforderlich.

Bei der Turbulenz sind dies die abwärts gerichteten Turbulenzquanten. Sie führen, wie bereits bei der Wirkung der Turbulenz dargelegt wurde, normalerweise im unteren Bereich der Turbulenzschicht zu einer Vergrößerung der Taupunktdifferenz und wirken dort somit wolken- bzw. nebelauflösend.

Die Konvektion besteht nicht nur aus einem aufwärts gerichteten Strömungsglied, sondern auch aus einem ringsherum verteilten Absinkstrom, der darum wolkenfrei oder wolkenverdünnt ist.

Der Staubewölkung auf der Luvseite von Hindernissen entsprechen die Lee- oder Föhnauflösungen im Bereich der abwärts gerichteten Strömung auf der Leeseite.

Auch die großen Aufgleitgebiete der Fronten und Höhendivergenzgebiete treten immer mit kompensierenden Absinkgebieten auf, nämlich dort, wo in der Höhe Konvergenz herrscht.

Bei den Wogenwolken macht sich der abwärts gerichtete Teil der Luftwogen in den Wolkenlücken bzw. Wolkenverdünnungen bemerkbar.

– *Wolkenauflösung durch Mischung mit trockener Luft*

Der dritte Prozeß der Wolkenauflösung durch Mischung mit trockener Luft der Umgebung ist durch Turbulenz und *Entrainment* an den Wolkenrändern, bei geschlossenen Schichtwolken an der Obergrenze und Untergrenze, immer wirksam.

Die dadurch bedingte Untersättigung führt zur Verdunstung der Wolkenelemente und bedeutet einen dauernden Substanzverlust für die Wolke. Darum haben vor allem kleine Wolken mit relativ großer Oberfläche keine lange Lebensdauer, wenn der Wolkenbildungsprozeß zum Erliegen kommt. Sehr deutlich wird dies bei der abendlichen Auflösung von Cumuluswolken über Land. Wo die relative Feuchte in der Umgebungsluft am geringsten ist, lösen sie sich am schnellsten auf. In den feuchteren Schichten unter Inversionen halten sie sich am längsten und bilden dann einen Stratocumulus oder Altocumulus cumulogenitus, früher *vesperalis* (abendlich) genannt.

Eiswolken verdunsten wegen ihrer geringeren Sättigungsfeuchte bei gleicher relativer Feuchte der Umgebungsluft langsamer als Wasserwolken. Darum bleibt der Eisamboß des Cumulonimbus incus oft am längsten erhalten und wird zu einem Cirrus spissatus cumulonimbogenitus.

Bei der Auflösung von Wolken sind meistens alle hier aufgeführten Prozesse beteiligt.

8.6 Die Wolkenklassifikation

Eine Wolke ist eine sichtbare, in der Luft schwebende Ansammlung winziger Wasser- und/oder Eisteilchen. In diesem Konglomerat können auch noch größere Bestandteile flüssigen oder festen Wassers enthalten sein und solche, die durch Verbrennung oder Zerstäubung vom Erdboden her oder aus dem Kosmos in die Atmosphäre gelangen.

Aufgrund ihrer Bestandteile gehören Wolken zur Gruppe der schwebenden Hydrometeore.

Die beiden Bezeichnungen *sichtbar* und *schwebend* in der Definition grenzen den Größenbereich der Wolkenelemente ab. Sichtbar wird ein Körper, wenn seine Größe die Wellenlänge des sichtbaren Lichtes überschreitet. Dabei muß nicht das Wolkenelement, Tröpfchen oder Eiskristall vom menschlichen Auge erfaßt werden können, vielmehr muß eine mehr oder weniger kompakte Ansammlung solcher Teilchen sichtbar und in ihren Umrissen erkennbar sein.

Schwebend bedeutet, daß das Gewicht der Wolkenelemente so gering ist, daß eine Sinkgeschwindigkeit nicht zu erkennen ist. Luftwiderstand und unmerkliche Aufwinde in der Größenordnung von wenigen cm/s wirken der Schwerkraft entgegen.

8.6.1 Wolkenelemente

Während Wolkenröpfchen grundsätzlich sphärische Form aufweisen, besitzen Eiskristalle stets eine hexagonale Grundform. Welches Aussehen die Eiskristalle letztlich annehmen, ist abhängig von der Bildungstemperatur und vom Grad der Eisübersättigung.

Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 8.8 (nach B. J. MASON) dargestellt. In dieser Abbildung sind nur die am häufigsten vorkommenden Formen in den entsprechenden Temperaturintervallen enthalten. In der Wirklichkeit treten häufig zusammengesetzte Formen auf. Auch die Plattenkristalle sind sehr vielgestaltig, so gibt es neben der einfachen homogenen hexagonalen Platte auch solche, die Skelettstruktur oder Sektoreinteilung besitzen.

Warum Eiskristalle bei verschiedenen Bildungstemperaturen unterschiedliche Formen annehmen, konnte selbst durch

umfangreiche Laborversuche noch nicht restlos geklärt werden.

Das Größenspektrum der Wolkenbestandteile soll die nachstehende Übersicht zeigen.

	Teilchenart	Radius in nm
unsichtbar	Wassermolekül	0,14
	Wolkenbildungskerne	50 bis 1000
	Dunsttröpfchen	unter 1000
sichtbar	Wolkentröpfchen	1000 bis 50000
	Niederschlag	50000 und größer

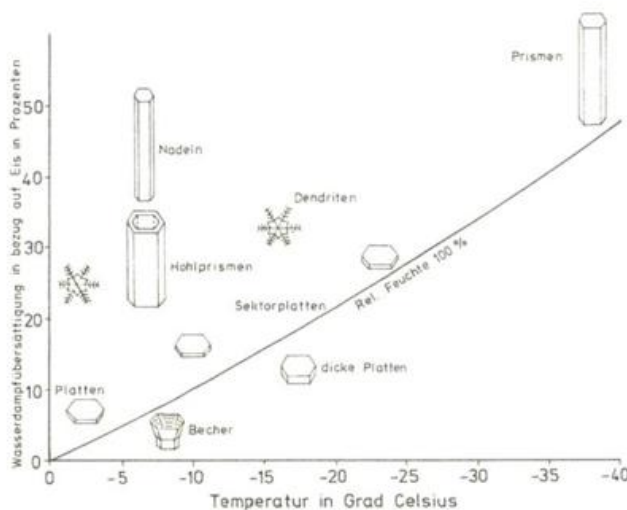


Abb. 8.8

Die Eiskristallformen in Abhängigkeit von Bildungstemperatur und Eisübersättigung (nach MASON)

8.6.2 Wolkenbereiche und Wolkenstockwerke

Durch die Abhängigkeit der Gefrierkernwirksamkeit von der Temperatur ergibt sich zwangsläufig eine Gliederung der Troposphäre in einen

- Wasserwolkenbereich mit Temperaturen oberhalb von -10°C
- Mischwolkenbereich mit Temperaturen von etwa -10°C bis -35°C
- Eiswolkenbereich mit Temperaturen unter -35°C .

Wolken, die sich sowohl mit ihrer Basis als auch mit ihrer Obergrenze in einem dieser Wolkenbereiche befinden, werden nach diesem benannt. Zu den Mischwolken zählen auch solche Wolken, die sich nur teilweise in den Mischwolkenbereich erstrecken.

Den oben angeführten Temperaturgrenzen können in unseren Breiten im Mittel folgende, auf ganze Kilometer gerundete Höhen zugeordnet werden:

- 0°C 2 km
- -10°C 4 km
- -35°C 7 km

Daraus ergeben sich wiederum die mittleren Höhenbereiche für die drei Wolkenstockwerke:

- nicht unterkühlte Wasserwolken 0 bis 2 km
- unterkühlte Wasser- und Mischwolken 2 bis 7 km
- Eiswolken 7 bis 13 km

In Polargebieten und im Winter liegen diese Grenzen tiefer, in den Tropen und im Sommer höher. Die obere Begrenzung des Wolkenhimmels ist im allgemeinen identisch mit der Tropopausehöhe.

Selbstverständlich sind die aufgeführten Grenzwerte mittlere Höhenangaben, die sowohl mit der Jahreszeit als auch mit der Wetterlage schwanken. Polare Luftmassen bringen polare Verhältnisse und subtropische Luftmassen mehr oder weniger subtropische.

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

Stockwerke	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 schließt in allen Zonen die planetarische Grenzschicht der Atmosphäre ein, in welcher die thermischen und dynamischen Vorgänge und damit die Wolkenbildung hauptsächlich vom Untergrund beeinflusst werden.

Die übergreifenden Höhenangaben zwischen dem mittleren und dem hohen Stockwerk ergeben sich aus der Berücksichtigung von Luftmasse und Jahreszeit. Zu den einzelnen Stockwerken gehören folgende Wolkengattungen:

Hohes Stockwerk: Cirrus (Ci), Cirrocumulus (Cc) und Cirrostratus (Cs).

Mittleres Stockwerk: Altostratus (As), Altostratus (As) und Nimbostratus (Ns).

Tiefes Stockwerk: Stratus (St), Stratocumulus (Sc), Cumulus (Cu) und Cumulonimbus (Cb).

Wolken mit großer Vertikalentwicklung können sich über mehrere Wolkenstockwerke erstrecken. So hat der Altostratus seine Untergrenze im mittleren und seine obere Begrenzung überwiegend im hohen Stockwerk, während der Nimbostratus immer in das tiefe Stockwerk hinabreicht. Die Gipfel der Cumuli liegen oft im mittelhohen Niveau, während die der Cumulonimbuswolken bis ins hohe Stockwerk reichen und häufig erst ihre Begrenzung an der Tropopause finden, die sogar gelegentlich bei großer Labilitätsenergie angehoben werden kann. In den Sommermonaten können bei hohem Kondensationsniveau oder bei Höhenthermik die Untergrenzen von Cumulus und Cumulonimbus auch über 2 km, im mittelhohen Niveau, liegen. Die Abbildung 8.9 zeigt eine schematische Darstellung der Wolkenstockwerke mit ihren Wolkengattungen und den Bestandteilen.

8.6.3 Wasserwolken

Wolken im Temperaturbereich oberhalb von -10°C sind reine Wasserwolken, sofern nicht aus höheren Schichten Eiskristalle hineinfallen oder bei bodennaher Wolkenbildung sehr gute Gefrierkerne ein frühzeitiges Kristallisieren einzelner unterkühlter Tröpfchen einleiten. Wasserwolken haben von allen Wolken die größte Anzahl von Wolkenelementen. Sie liegt im allgemeinen in der Größenordnung 100 Tröpfchen pro Kubikzentimeter, dürfte bei schnellen Wolkenbildungsprozessen und frisch entstandenen Wolken aber auch wesentlich höher liegen. Die große Tröpfchendichte ist damit zu begründen, daß bei relativ hohen Kondensationstemperaturen bei

gleicher Abkühlung weit mehr Wasserdampf übersättigt wird als bei tiefen Temperaturen und daß in der Grundsicht eine sehr hohe Anzahl von sehr guten Kondensationskernen zur Verfügung steht. Neben diesen beiden Faktoren hat noch die Wolkenbildungsgeschwindigkeit bzw. die Abkühlungsgeschwindigkeit einen Einfluß auf die Größe der Tröpfchenkonzentration in der Wolke. So werden langsame Wolkenbildungsprozesse wie alle Aufgleitvorgänge mit geringen Vertikalbewegungen in der Größenordnung cm/s und solche, die durch Strahlungsabkühlung ausgelöst werden, zu einer geringeren Tröpfchendichte führen. Bei den langsamen Abkühlungsprozessen kommt es nur zu unwesentlicher Wasserdampfübersättigung, so daß die vielen kleinen, weniger günstigen Kondensationskerne, deren kritische Feuchte zwischen 100 % und 101 % liegt, nicht mehr aktiviert werden können. Dagegen führt ein spontaner Prozeß wie die Konvektion mit Aufwindgeschwindigkeiten in der Größenordnung m/s zu einer erheblichen Übersättigung, so daß noch zahlreiche schlechtere Wolkenbildungskerne an dem Kondensationsprozeß teilnehmen können und die Wolke infolgedessen eine höhere Dichte aufweist. Bei gleichem Wassergehalt führt eine schnelle Abkühlung zu vielen, dafür aber kleinen Tröpfchen in der Wolke und eine langsame Abkühlung zu wenigen, dafür aber größeren Tröpfchen.

Aus der Dichte einer Wolke ergeben sich verschiedene sichtbare Eigenschaften, die dem Beobachter die Wolkenbestimmung erleichtern können.

gezeichnet und, weil auftreffendes Sonnenlicht stark reflektiert wird, leuchtend weiß. Weniger dichte Wasserwolken sind an ihren Rändern unscharf, diffus. Auftreffendes Sonnenlicht dringt stärker ein, es wird weniger zurückgestrahlt, und die Wolke erscheint weißlich-grau. Die Sichtweite in der Wasserwolke ist sehr gering und kann in Extremfällen nur einige Meter betragen. Innerhalb der Wolke herrscht Sättigung im Bezug auf Wasser, d. h. eine relative Feuchte von 100 %.

Kränze oder Höfe unmittelbar um Sonne oder Mond sind sichere Anzeichen für Wasserwolken. Die optischen Erscheinungen entstehen durch Beugung des Lichtes an den Wolkentröpfchen. Diese Photometeore, deren äußerer Rand rötlich erscheint, können nur an sehr dünnen Wolken mit einheitlicher Tropfengröße beobachtet werden.

Zu den Wasserwolken zählen im allgemeinen die Gattungen Stratus, Stratocumulus, Cumulus und Altocumulus. Dichte Wasserwolken sind die Gattungen Cumulus, Stratocumulus und bisweilen Altocumulus.

Der Altocumulus enthält im Bildungsstadium häufig eine mehr oder weniger große Anzahl von Eiskristallen, die auf Kosten der benachbarten Wassertröpfchen durch Sublimation anwachsen und als *Fallstreifen* (virga) ausfallen. Nach der Virga-Bildung bleibt dann eine reine, stark unterkühlte Wasserwolke zurück.

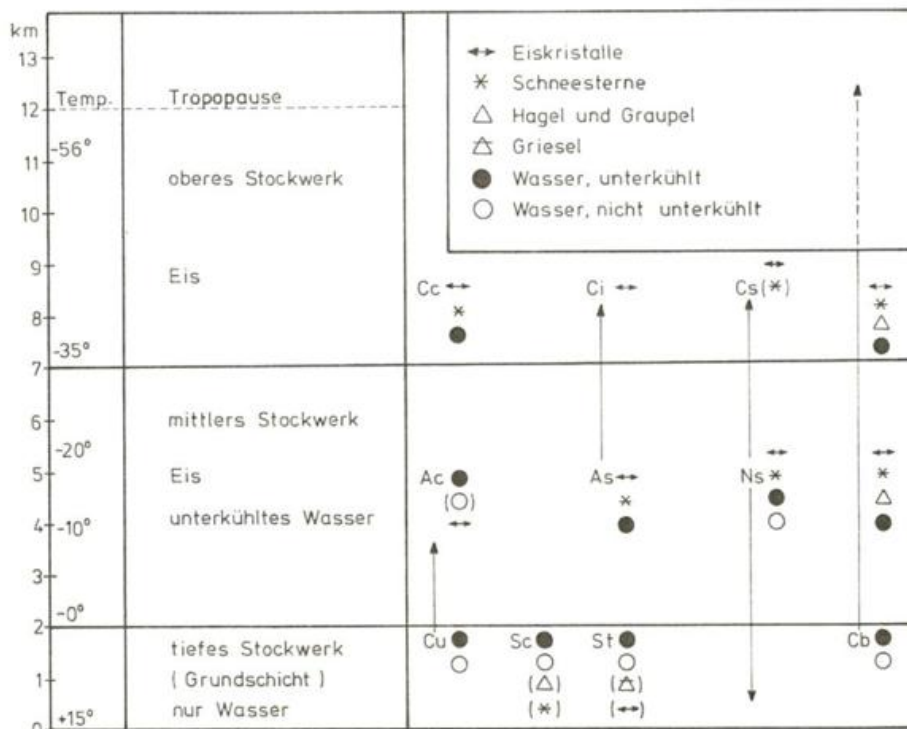


Abb. 8.9 Temperatur- und Höhenbereiche der Wolkengattungen sowie Art der Wolkenbestandteile

Dichte Wasserwolken besitzen eine geringere Lichtdurchlässigkeit und zeigen daher Eigenschaften, die sich je nach Dichte und vertikaler Mächtigkeit der Wolke in Grauabstufungen von hell bis sehr dunkel äußern. Die Wolkenränder sind scharf

Bei entsprechend tiefen Temperaturen können die normalerweise als Wasserwolken vorkommenden Gattungen auch Mischwolken sein. Sie führen dann zu leichter Niederschlagsbildung.

8.6.4 Eiswolken

Reine Eiswolken bilden sich meist erst unter $-35\text{ }^{\circ}\text{C}$, d.h. in Höhen oberhalb 6000 m bis 7000 m. Im Winter mit Luftmassen polaren Ursprungs kann das Bildungsniveau der Eiswolken auch in unseren Breiten noch etwas niedriger liegen. Sie bestehen aus Eiskristallen, überwiegend in der Form von hexagonalen Prismen.

Die Anzahl der Wolkenelemente ist infolge des geringen Wasserdampfgehaltes der Luft bei tiefen Temperaturen erheblich geringer als in Wasserwolken. Teilweise entfallen nur 100 Eiskristalle auf einen Kubikmeter Wolkenluft. Daraus ergeben sich die für diese Wolken so typischen Eigenschaften.

Die Eiswolken sind fein strukturiert und zeigen meist faseriges, haarähnliches Aussehen. Ihre Ränder sind unscharf, stark diffus, ausgefranst. Die Lichtdurchlässigkeit ist groß, so daß Gegenstände am Erdboden immer noch Schatten werfen. Die Sicht innerhalb der Wolke ist relativ gut und kann einige Kilometer betragen. Die Wolken erscheinen am Tage weiß, weil sie keine Eigenschattenbildung verursachen. Häufig besitzen sie einen seidigen Glanz, der durch Lichtspiegelung an den Eiskristallen hervorgerufen wird.

Nur die Eiswolke Cirrus spissatus hat im allgemeinen eine derart hohe Dichte, daß sie diese aufgeführten Eigenschaften nicht aufweist und infolge der großen Kristallkonzentration sogar leicht grau aussehen kann.

Die Eiswolken Cirrus und Cirrostratus zeichnen sich sehr häufig durch farbenprächtige optische Erscheinungen (Halos) aus.

Die relative Feuchte in Eiswolken liegt infolge des geringen Sättigungsdampfdrucks über Eis immer unter 100 %.

Reine Eiswolken sind die Gattungen Cirrus, Cirrostratus und Cirrocumulus. Der Cirrocumulus kann gelegentlich im Bildungsstadium eine geringe Anzahl stark unterkühlter Wassertröpfchen enthalten. Sie werden aber nach kurzer Unterkühlungsdauer gefrieren oder aufgrund des Dampfdruckgefälles zwischen Wasser und Eis verdunsten und als Wasserdampf an den Eiskristallen sublimieren. Dann zeigen sich gelegentlich schwache Fallstreifen.

8.6.5 Mischwolken

Zu den Mischwolken gehören alle Wolken, die sich ganz oder teilweise im Temperaturbereich zwischen $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $-35\text{ }^{\circ}\text{C}$ gebildet haben oder in diesen Bereich hineingewachsen sind. Mischwolken enthalten demzufolge unterkühlte Wassertröpfchen und Eiskristalle verschiedenster Formen, ferner mehr oder weniger stark verzweigte Schneesternchen und bei stärkerer Vertikalbewegung auch Graupel- oder sogar Hagelkörner. Die Anzahl der Wolkenelemente ist in Mischwolken größer als in reinen Eiswolken und im allgemeinen geringer als in reinen Wasserwolken. In Cumulonimbuswolken mit starker Vertikalbewegung ist sie am größten. Sie nimmt – ausgenommen im Cumulonimbus – mit der Höhe ab. Durch zunehmendes Gefrieren der Tröpfchen erhöht sich dabei die Zahl der Eiskristalle auf Kosten der Tröpfchenzahl. Ist die Anzahl der Eiskristalle nahe $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ verschwindend klein, so trifft dies für die unterkühlten Tröpfchen nahe $-35\text{ }^{\circ}\text{C}$ zu.

In Mischwolken sind Sichtweite und Lichtdurchlässigkeit gering, bessern sich aber – außer im Cumulonimbus – mit der Höhe. Die Eigenschattenbildung ist je nach Wolkenmäch-

tigkeit und Dichte mehr oder weniger stark, so daß die Farbe an der Basis von hellgrau bis sehr dunkel reicht. Die Wolkenränder im Mischwolkenbereich sind diffus, der Gesamteindruck schlierig, streifig, milchig-grau.

Mischwolken bringen keine Photometeore hervor. Die relative Feuchte innerhalb der Wolke beträgt normalerweise noch 100 %. Das bedeutet eine große Wasserdampfübersättigung gegenüber den Eiskristallen. Die Wolke ist kolloidlabil, d.h. in der Zusammensetzung ihrer Bestandteile nicht beständig. Durch Sublimation des übersättigten Wasserdampfes in bezug auf Eis wachsen die Eiskristalle. Der sublimierte Wasserdampf wird durch Verdunsten der unterkühlten Tröpfchen ersetzt, so daß der so aufrecht erhaltene Sublimationsprozeß allmählich zu immer schwerer werdenden verzweigten Schneekristallen führt, die dann durch die Wolke als Niederschlags-elemente hindurchfallen. Diese können beim Fallen mit unterkühlten Tröpfchen kollidieren und dadurch miteinander verwachsen. Wenn sie die Wolke als Fallstreifen oder den Erdboden erreichenden Niederschlag verlassen, wird die Wolkenbasis unscharf, diffus. Weil die Mischwolken in unseren Breiten die wesentlichsten niederschlagsbildenden Wolken sind, kann man sie auch am Niederschlag erkennen.

Zu den Mischwolken zählen die Gattungen Altostratus, Nimbostratus und Cumulonimbus. Aus den beiden erstgenannten Gattungen fallen Dauerniederschläge, aus der letzteren Schauer.

8.6.6 Das Aussehen der Wolken, Wolkenmerkmale

Das äußere Erscheinungsbild der Wolken wird im wesentlichen geprägt durch

- die räumliche Verteilung der Wolkenelemente,
- die Art der Wolkenelemente,
- die Eigenarten in der Gestalt der Wolke.

Die beiden ersten Eigenschaften bestimmen die Einteilung in Wolkengattungen, die letzte Eigenschaft kennzeichnet die Wolkenarten.

Die räumliche Verteilung der Wolkenelemente ist abhängig von der thermischen Schichtung der Atmosphäre und von der Bildungshöhe der Wolken. Die Art der Wolkenelemente, ob Wassertröpfchen oder Eiskristalle oder beides, wird bestimmt durch die Bildungstemperatur bzw. die Bildungshöhe oder aus den Erkennungsmerkmalen der Wasser-, Misch- und Eiswolken und aus den herausfallenden Niederschlagsformen. Auch die scheinbare Zuggeschwindigkeit und die Größe der Einzelteile lassen oft Rückschlüsse auf die Wolkenhöhe zu. Tiefe Wolken sind scheinbar größer und ziehen scheinbar schneller.

Die räumlichen Verteilungsmerkmale der Wolkenelemente, auch *Wolkenmerkmale* genannt, sind

- das STRATUS-Merkmal:
Schichtwolken, einförmige Wolken ohne wesentliche Helligkeitsunterschiede und Konturen in ausgedehnten Feldern oder Schichten, die den Himmel ganz oder teilweise bedecken (stratus, lat. = ausgebreitet);
Schichtung der Atmosphäre: stabil
- das CUMULUS-Merkmal:
Einzelwolken in Form von mehr vertikal als horizontal entwickelten Flocken, Haufen oder Türmen (cumulus, lat. = Haufen);
Schichtung der Atmosphäre: labil

- das STRATOCUMULUS-Merkmal:
Schichtwolken mit wesentlichen Helligkeitsunterschieden (dunklere und hellere Stellen oder Lücken) und mit Konturen in Form von Flecken, Feldern oder den ganzen Himmel bedeckenden Schichten mit oft regelmäßiger schollen-, schuppen-, ballen- oder walzenartiger Struktur.

Schichtung der Atmosphäre: $\frac{\text{stabil}}{\text{labil}}$, d.h. an der Obergrenze stabile, darunter labile Schicht meist geringer Mächtigkeit.

Die Eigenart, d.h. die besondere Form im Aussehen, wird in erster Linie geprägt durch die Bildungsprozesse und durch die thermische Schichtung.

Die Wolken befinden sich in ständiger Umwandlung und weisen daher einen unendlichen Formenreichtum auf. Es ist jedoch möglich, eine begrenzte Anzahl von typischen Formen zu definieren und sie zu größeren Gruppen zusammenzufassen.

8.6.7 Wolkengattungen, Arten und Unterarten

Die Wolkengattungen erhält man, indem man gemäß den Ausführungen in Kapitel 8.6.6 zuerst die räumliche Verteilung der Wolkenelemente bestimmt. Dabei erhalten Mischwolken mit Niederschlag, der den Erdboden erreicht, zu der Bezeichnung, die sich aus dem Wolkenmerkmal ergibt, den Zusatz NIMBUS (lat. = Regen).

Bei reinen Eiswolken ist die Anzahl der Wolkenelemente 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 Wolkenmerkmale mit der Art der Wolkenelemente, so erhält man

- 4 Gattungen mit dem STRATUS-Merkmal:
 - Stratus
 - Altostratus
 - Cirrostratus
 - Nimbostratus
- 4 Gattungen mit dem CUMULUS-Merkmal:
 - Cumulus
 - Alto cumulus
 - Cirrocumulus
 - Cumulonimbus
- 3 Gattungen mit dem STRATOCUMULUS-Merkmal:
 - Stratocumulus
 - Alto(strato)cumulus
 - Cirro(strato)cumulus
- 1 Gattung CIRRUS

Um diese Gattungen noch genauer beschreiben zu können, hat man 14 Arten definiert, die jeweils bei mehreren Gattungen vorkommen können. Darüber hinaus werden in der Klassifikation mit 9 Unterarten die Anordnung der Wolkenteile und die Lichtdurchlässigkeit beschrieben.

Zusätzlich kann die Wolkenbeschreibung noch durch 9 Sonderformen und Begleitwolken ergänzt werden. Ferner kann bei der Umbildung der Wolkengattungen oder Teilen davon durch Angabe der Mutterwolke etwas über den Ursprung der Wolke ausgesagt werden, was unter Umständen für die Dia-

gnose von atmosphärischen Vorgängen bedeutungsvoll sein kann.

Eine bestimmte Wolke kann nur einer Gattung und auch nur einer Art angehören, aber durch mehrere Unterarten beschrieben werden. Selbstverständlich können trotzdem mehrere Gattungen oder mehrmals dieselbe Gattung mit verschiedenen Arten und Unterarten gleichzeitig am Himmel sein.

Aus praktischen Gründen der Verschlüsselungstechnik im Wetterdienst sind die 12 Gattungen auf 10 verringert worden, indem man Alto cumulus und Altostratocumulus zum Alto cumulus sowie Cirrocumulus und Cirrostratocumulus zum Cirrocumulus zusammengefaßt hat. Das CUMULUS-Merkmal wird bei diesen Gattungen durch die Artenbezeichnungen floccus und castellanus gekennzeichnet, während die Artenbezeichnungen stratiformis und lenticularis das STRATOCUMULUS-Merkmal näher beschreiben.

In Anlehnung an andere Wissenschaften wurden für die verschiedenen Wolkenformen lateinische Bezeichnungen gewählt, die im wesentlichen bereits die charakteristischen Eigenarten der Wolken zum Ausdruck bringen.

Die Tafel der Klassifikation der Wolken (Tab. 8.3) enthält die Wolkengattungen, Arten, Unterarten, Sonderformen und Begleitwolken mit kurzer Erläuterung bzw. Übersetzung der Namen. Ausführlicher sind sie im *Internationalen Wolkenatlas* behandelt und durch eine entsprechende Anzahl von charakteristischen Aufnahmen bildlich dokumentiert.

8.7 Nebel

Nebel zählt wie die Wolken zu den in der Luft schwebenden Hydrometeoren. Nach internationaler Übereinkunft spricht man von Nebel, wenn die Horizontalsicht am Boden durch die Nebeltröpfchen auf Werte unter 1 km herabgesetzt wird. Bei Sichtweiten von 1 km bis 8 km wird die Bezeichnung *Dunst* benutzt, und zwar spricht man bei einer relativen Luftfeuchte < 80 % von trockenem, darüber von feuchtem Dunst. Zum Nebel gehört generell auch jede auf dem Boden aufliegende Wolke.

8.7.1 Allgemeine Eigenschaften des Nebels

Kondensiert oder sublimiert Wasserdampf in den Luftschichten unmittelbar über der Erdoberfläche, bildet sich Nebel. Er besteht aus winzigen, scheinbar schwebenden sphärischen Tröpfchen. Nur bei sehr tiefen Temperaturen, gelegentlich aber auch schon zwischen -5°C und -10°C , enthält Nebel Eiskristalle überwiegend in Form von Nadeln oder Prismen. Bei extrem tiefen Temperaturen, vor allem in den Polargebieten, wird der Nebel nur noch aus Eiskristallen gebildet, vorherrschend aus Prismen oder hexagonalen Platten; man spricht dann von *Eisnebel*.

Die Radien der Nebeltröpfchen liegen in Deutschland am häufigsten zwischen $4,5\ \mu\text{m}$ und $17\ \mu\text{m}$. In anderen Klimagebieten sind etwas abweichende Werte ermittelt worden. Der Flüssigkeitsgehalt in Nebelluft liegt in der Größenordnung zwischen $0,01\ \text{gm}^{-3}$ und $0,4\ \text{gm}^{-3}$, wobei aufgrund der vorliegenden, nicht sehr zahlreichen Messungen ein Mittelwert von $0,13\ \text{gm}^{-3}$ anzusetzen ist.

Die Streuung des Lichtes an den relativ großen Nebeltröpfchen erfolgt unabhängig von der Wellenlänge, so daß die spektrale Zusammensetzung des Lichtes nicht geändert wird und der

Tab. 8.3: Tafel der Klassifikation der Wolken (mit Abkürzungen)

Gattung	Art	Untertart	Sonderformen und Begleitwolken
<i>Cirrus</i> (Ci) isolierte Wolken, zarte Fäden, dichtere Flecken, weiß, faserig, seidiger Glanz	fibratus (fib) = faserig uncinus (unc) = haken-, krallenförmig spissatus (spi) = dicht castellanus (cas) = türmchenförmig floccus (flo) = flockenförmig	intortus (in) = verflochten radiatus (ra) = strahlenförmig verebriatus (ve) = grätenförmig duplicatus (du) = doppelschichtig	mamma (mam) = mit beutelförmigen Auswüchsen
<i>Cirrocumulus</i> (Cc) Flecken, Felder, Schichten, weiß, körnig gerippt	stratiformis (str) = schichtförmig lenticularis (len) = linsen-, mandelförmig castellanus (cas) = türmchenförmig floccus (flo) = flockenförmig	undulatus (un) = wogenförmig lacunosus (la) = durchlochert	virga (vir) = mit Fallschneeflocken mamma (mam) = mit beutelförmigen Auswüchsen
<i>Cirrostratus</i> (Cs) weißlicher Schleier, faserig oder glatt	fibratus (fib) = faserig nebulosus (neb) = nebelartig	duplicatus (du) = doppelschichtig undulatus (un) = wogenförmig	
<i>Altostratus</i> (As) weißliche bis graue Flecken, Felder, Schichten, mosaikartig, wogenförmig, Eigenschatten	stratiformis (str) = schichtförmig lenticularis (len) = linsen-, mandelförmig castellanus (cas) = türmchenförmig floccus (flo) = flockenförmig	translucidus (tr) = durchscheinend perlucidus (pe) = durchsichtig (Lücken) opacus (op) = nicht durchscheinend duplicatus (du) = doppelschichtig undulatus (un) = wogenförmig radiatus (ra) = strahlenförmig lacunosus (la) = durchlochert	virga (vir) = mit Fallschneeflocken praecipitatio (pra) = mit Niederschlag pannus (pan) = mit Fetzen mamma (mam) = mit beutelförmigen Auswüchsen
<i>Altostratus</i> (As) manchmal bläuliche, graue, einförmige Wolkenschicht		translucidus (tr) = durchscheinend opacus (op) = nicht durchscheinend duplicatus (du) = doppelschichtig undulatus (un) = wogenförmig radiatus (ra) = strahlenförmig	virga (vir) = mit Fallschneeflocken praecipitatio (pra) = mit Niederschlag virga (vir) = mit Fallschneeflocken pannus (pan) = mit Fetzen
<i>Nimbostratus</i> (Ns) graue bis dunkle Wolken			praecipitatio (pra) = mit Niederschlag virga (vir) = mit Fallschneeflocken pannus (pan) = mit Fetzen
<i>Stratocumulus</i> (Sc) graue, teils weißliche Flecken, Felder, Schichten, mosaikartig, wogenförmig, Eigenschatten	stratiformis (str) = schichtförmig lenticularis (len) = linsen-, mandelförmig castellanus (cas) = türmchenförmig	translucidus (tr) = durchscheinend perlucidus (pe) = durchsichtig (Lücken) opacus (op) = nicht durchscheinend duplicatus (du) = doppelschichtig undulatus (un) = wogenförmig radiatus (ra) = strahlenförmig lacunosus (la) = durchlochert	mamma (mam) = mit beutelförmigen Auswüchsen virga (vir) = mit Fallschneeflocken praecipitatio (pra) = mit Niederschlag
<i>Stratus</i> (St) durchweg grau, einförmige Schicht	nebulosus (neb) = nebelartig fractus (fra) = zerrissen	opacus (op) = nicht durchscheinend translucidus (tr) = durchscheinend undulatus (un) = wogenförmig	praecipitatio (pra) = mit Niederschlag
<i>Cumulus</i> (Cu) Einzelwolke mit Vertikalentwicklung, bei scharfen Rändern glänzend weiß, teils blumenkohlartig geformte Gipfel	humilis (hum) = wenig entwickelt mediocris (med) = mittelmächtig congestus (con) = mächtig aufquellend fractus (fra) = zerrissen	radiatus (ra) = strahlenförmig	pileus (pil) = mit Kappe velum (vel) = mit Schleier virga (vir) = mit Fallschneeflocken praecipitatio (pra) = mit Niederschlag arcus (arc) = mit Böenkragen pannus (pan) = mit Fetzen tuba (tu) = mit Wolkenschlauch
<i>Cumulonimbus</i> (Cb) vertikal sehr mächtige Wolke, Ränder schlierig, streifig; Gipfel glatt oder ausgefranst, gelegentlich amboßförmig ausgebildet; Basis dunkel, teils drohendes Aussehen	calvus (cal) = kahl (nicht faserig) capillatus (cap) = behaart (faserig)		praecipitatio (pra) = mit Niederschlag virga (vir) = mit Fallschneeflocken pannus (pan) = mit Fetzen incus (inc) = mit Amboß mamma (mam) = mit beutelförmigen Auswüchsen pileus (pil) = mit Kappe velum (vel) = mit Schleier arcus (arc) = mit Böenkragen tuba (tu) = mit Wolkenschlauch

Tab. 8.4: Nebelklassifikation

Physikalische Prozesse	Kondensation (Sublimation) von Wasserdampf infolge:				Mischung
	Abkühlung durch		Zufuhr von Wasserdampf durch Verdunstung	von Niederschlag in der Luft oder am Boden	
nähere Umstände, unter denen die Prozesse eintreten – über Land	Ausstrahlung	Advektion warmer Luft über kalter Unterlage	von Wasserflächen		Verdunstung von warmem Niederschlag in kalte Luft erhöht den Dampfdruck bis zum Sättigungswert
	nächtliche Abkühlung des Erdbodens infolge Ausstrahlung führt zur Abkühlung zunächst der untersten Luftschichten unter den Taupunkt	Advektion feuchtwarmer Luft über eine kalte Unterlage führt zur Abkühlung der untersten Luftschichten unter den Taupunkt	-----	-----	
– auf See	-----	wie über Land	Verdunstung von relativ warmem Wasser in kalter Luft erhöht den Dampfdruck bis zum Sättigungswert	wie über Land	
Bezeichnung des Nebels	Abkühlungsnebel		Verdunstungsnebel		Mischungsnebel
	Strahlungsnebel	Advektionsnebel	Seerauch	Niederschlagsnebel oder Frontnebel	

Nebel weißlich erscheint. Nur bei größeren Beimengungen industrieller Abgase oder sonstiger Verbrennungsprodukte nimmt der Nebel eine andere Färbung an. Wegen der starken Lichtstreuung ist die Sicht im Nebel schlecht; sie wird bestimmt durch Größe und Konzentration der Nebelbestandteile.

Abgesehen vom Flüssigwassergehalt, der in Wasserwolken meist wesentlich höher ist, unterscheiden sich Nebel und Wolken in ihren Eigenschaften kaum. Auch aus Nebel kann Niederschlag fallen.

8.7.2 Prozesse der Nebelbildung und der Nebelauflösung

Die Prozesse, welche in der Atmosphäre zu Nebelbildung und zu Nebelauflösung führen, sind zum großen Teil die gleichen, die auch für die Wolkenbildung und Wolkenauflösung maßgebend sind, nämlich für die Bildung von Nebel:

- Abkühlung bis zum Taupunkt bzw. Reifpunkt (Abkühlungsnebel),
- Zunahme des Wasserdampfes durch Verdunstung (Verdunstungsnebel),
- Mischung von feuchter, warmer und kalter Luft (Mischungsnebel),
- Kombination obiger Prozesse.

Eine entsprechende physikalische Nebelklassifikation zeigt die Tabelle 8.4.

Zur Nebelauflösung kommt es durch:

- Erwärmung über den Taupunkt,
- Feuchteabnahme durch Kondensation oder Sublimation des Wasserdampfes an der Erdoberfläche (abgesetzte und abgefangene Niederschläge),
- Mischung von Nebelluft mit trockener Luft,
- Kombination obiger Prozesse.

Die Erwärmung der Nebelluft über den Taupunkt durch die Sonneneinstrahlung geht nur sehr langsam vor sich. Ein großer Teil der Strahlung wird wegen der hohen Albedo des Nebels reflektiert, der geringere Restanteil wird in der Nebelschicht zum Teil absorbiert, wodurch die Nebeltröpfchen langsam verdunsten. Der noch übrig bleibende transmittierte Strahlungsanteil erwärmt die Erdoberfläche und über den turbulenten Wärmetransport die Nebelluft.

Auch die erwärmende Wirkung aufkommender Bewölkung durch ihre langwellige Gegenstrahlung kann besonders auf Strahlungsnebel (s. Kap. 8.7.3) reduzierend wirken.

So wie eine gegen einen Hang gerichtete Strömung durch adiabatische Abkühlung einen Hangnebel bildet, kann die hangabwärts gerichtete Strömung durch adiabatische Erwärmung nebelauflösend oder nebelverhindernd sein. Dadurch ergibt sich in bergigem Gelände eine stärkere Abhängigkeit der Nebelwahrscheinlichkeit von der Windrichtung, was bei der Nebelprognose für einen bestimmten Ort unbedingt beachtet werden muß.

Die Feuchtereduzierung der bodennahen Luft durch Taubildung an der Erdoberfläche in Strahlungs Nächten verzögert zunächst die Nebelbildung, weil die Temperatur des Erdbodens eher unter den Taupunkt der Luft absinkt als die Lufttemperatur selbst. Die mit dem Tauabsatz verbundene frei werdende Kondensationswärme vermindert außerdem zunächst die weitere Abkühlung.

Stärker als die Taubildung wirkt die Reifbildung nebelfeindlich. Hier kommt hinzu, daß sie bereits bei Sättigung über Eis,

also bei relativen Feuchten von weniger als 100 % eingesetzt und so bei negativen Temperaturen eine zur Tröpfchenbildung erforderliche Feuchte in Bodennähe durch vorherige Sublimation des Wasserdampfes an den Reifkristallen verhindert, und zwar um so mehr, je größer die Unterkühlung unter 0 °C ist. Besonders stark ist diese Feuchtereduzierung über einer geschlossenen Schneedecke. Bei Lufttemperaturen unter –10 °C kommt es darum selten zu einer Bildung unterkühlter Nebeltröpfchen über einer Schneedecke. Aus demselben Grunde löst sich unterkühlter Nebel bei sehr tiefen Temperaturen wenigstens in Bodennähe über einer Schneedecke auf.

Die Mischung von Nebelluft mit trockener Luft führt immer zur Untersättigung. Meistens handelt es sich dabei um eine vertikale Durchmischung mit trockener Luft über dem Nebel, wobei die bereits behandelten Wirkungen der vertikalen Turbulenz zu einer Umwandlung des Nebels in einen Hochnebel oder gar zur restlosen Auflösung führen.

8.7.3 Nebelarten

Nach den aufgeführten physikalischen Prozessen der Nebelbildung unterscheidet man drei Gruppen von Nebel, die sich außerdem noch in Nebelarten unterteilen:

Abkühlungsnebel: Dazu zählen der Strahlungsnebel und der Advektionsnebel sowie orographischer Nebel

Verdunstungsnebel: dazu zählen der Seerausch und der Niederschlagsnebel bzw. Frontnebel

Mischungsnebel.

Strahlungsnebel

Diese Nebelart entsteht bei wolkenlosem oder nur wenig bewölktem Himmel und gleichzeitiger Windstille oder nur schwacher Luftbewegung durch die nächtliche Strahlungsabkühlung der Erdoberfläche und der bodennahen Luft. Solange keine Taubildung am Erdboden stattfindet, bleibt das Mischungsverhältnis und damit der Taupunkt unverändert. Normalerweise sinkt er durch Kondensation oder Sublimation von Wasserdampf an der sich abkühlenden Erdoberfläche etwas ab. Bei hohem Feuchtegehalt oder geringer Taupunktdifferenz kann die Lufttemperatur bis zum Taupunkt absinken. Es bildet sich Strahlungsnebel.

Strahlungsnebel wird begünstigt durch eine lange nächtliche Ausstrahlung und durch eine hohe relative Feuchtigkeit der Luft. Er ist darum im Winterhalbjahr häufiger als im Sommerhalbjahr und tritt in Feuchtegebieten und nach Niederschlägen, wenn der Boden naß oder feucht ist, bevorzugt auf. Wegen der geringeren Taupunktdifferenz neigen maritime Luftmassen eher zur Nebelbildung als kontinentale und Warmluftmassen eher als Kaltluftmassen. Täler und Senken füllen sich nachts oft mit der von den Hängen herabfließenden Kaltluft, wodurch sich dort regelrechte Kaltluftseen ausbilden. Sie stellen darum orographisch begünstigte Gebiete für Strahlungsnebel dar und sind oft bis zur Oberfläche des Kaltluftsees mit Nebel angefüllt. Die vertikale Mächtigkeit des Strahlungsnebels ist im allgemeinen gering und hängt von den aufgeführten Bildungsbedingungen ab. Bei ungünstigeren Voraussetzungen, z. B. nach kurzen früh- oder spätsommerlichen Nächten, findet man zur Zeit des Temperaturminimums über geeignetem Gelände nur dünne Nebelschwaden oder flache Nebelbänke unter Augenhöhe, die bald nach Sonnenaufgang wieder verdunsten.

Bei Ausbildung höher reichender Bodeninversionen, wozu ein schwacher Wind von unter 5 Knoten und länger anhaltende effektive Ausstrahlung erforderlich sind, kann auch der Strahlungsnebel mächtiger werden und zu einer Dicke von wenigen Dekametern oder gar Hektometern anwachsen. Dann reicht die Sonnenstrahlung je nach Sonnenstand bzw. Jahreszeit oft erst spät oder gar nicht mehr aus, den Strahlungsnebel aufzulösen. Bei längeren Hochdrucklagen, vor allem im Herbst und im Winter, kann sich die Bildung von Strahlungsnebel über mehrere Tage erstrecken. Durch das bodennahe Ausfließen der Luft aus dem Hoch entsteht eine bodennahe Absinkinversion. Sie verhindert den Abtransport von Aerosolkernen und Wasserdampf in höhere Schichten, so daß es unter der Inversionsschicht zu deren Anreicherung kommt. Dadurch wird die Nebelwahrscheinlichkeit vergrößert.

Bei länger andauernden Inversions- und Nebellagen kann sich die Luft durch Auto- sowie Haus- und Industrieabgase so sehr mit Schadstoffen anreichern, daß sie für Mensch, Tier und Pflanzen gefährlich werden. Diese Wetterlagen werden nach der englischen Kombination von smoke und fog *Smoglagen* genannt. Eine Beendigung dieser zähen Nebellagen kann nur durch einen Luftmassenwechsel im Zusammenhang mit zyklonalem Wetter erfolgen.

Der Strahlungsnebel weist einen deutlichen Tages- und Jahresgang auf. Das Tagesmaximum liegt zu allen Jahreszeiten am Morgen, das Minimum in den Mittags- und Nachmittagsstunden.

Im Jahresgang haben die Herbstmonate wegen des hohen Feuchtegehaltes der Luft am häufigsten Nebel. Ein sekundäres Maximum liegt im Februar, während der Januar nebelärmer ist, was wahrscheinlich mit der größeren Schneehäufigkeit und den tieferen Januartemperaturen zusammenhängt. Schnee verhindert bei tiefen Temperaturen die Nebelbildung durch vorhergehende Sublimation des Wasserdampfes an der Schneedecke.

Advektionsnebel

Eine über einen kälteren Untergrund geführte Luft wird durch den zum Boden gerichteten Wärmestrom abgekühlt. Durch Bodenturbulenz können dabei mehr oder minder mächtige Luftschichten von der Abkühlung erfaßt werden. Ist die herangeführte Luft sehr feucht und im Vergleich zur Temperatur des Untergrundes relativ warm, und ist die Turbulenz nicht zu hochreichend, so kann es zur Nebelbildung kommen. Weil dazu eine Advektion wärmerer Luft erforderlich ist, heißt dieser Nebel *Advektionsnebel*. Auch wenn Warmluft über kalten Wasserflächen oder kaltem winterlichen Festland zur Ruhe kommt, zum Beispiel im zentralen Bereich warmer Hochdruckgebiete, kann sich durch die Abkühlung von unten eine Bodeninversion oder bodennahe Inversion mit Nebel bilden. Auch diese Nebelart zählt zum Advektionsnebel.

Bei stärkerer Advektionsgeschwindigkeit der Warmluft bildet sich zuerst Hochnebel oder Stratus unter der Turbulenzinversion aus, der dann durch das bereits geschilderte Absinken der Stratusuntergrenze bis zur Erdoberfläche zu einem hochreichenden Advektionsnebel wird. Der Advektionsnebel ist die mächtigste und zugleich dauerhafteste Nebelform. Gewöhnlich erreicht er eine Dicke von 300 m bis 500 m, in extremen Fällen bis 1000 m. Advektionsnebel besitzt keinen ausgesprochenen Tagesgang. Im Jahresverlauf ist er am häufigsten, wenn der Untergrund am kältesten ist, über See im Winter und Frühjahr, über Land im Winter. Bevorzugte Gebiete für Advektionsnebel sind die kalten Meeresgebiete der höheren Breiten,

bevorzugte Wetterlage ist ein warmes Hochdruckgebiet über diesen Meeren. So kann man in warmen Hochdruckgebieten, besonders im Frühjahr über dem Nordatlantik oder der Nord- und Ostsee oft tagelang tiefen Stratus oder Nebel beobachten, der durch die schon wärmere Küste abgegrenzt wird.

Begünstigt wird die Bildung von Advektionsnebel auch in den Seegebieten, die sich durch starke Temperaturgegensätze auszeichnen, d. h. in den Grenzgebieten zwischen warmer und kalter Meeresströmung wie zum Beispiel Golf- und Labradorstrom. Wird hier die warme Meeresluft über die kalte Meeresoberfläche geführt, entsteht sehr dichter Nebel.

Zu einer gleichen Nebelbildung kommt es, wenn feuchtwarme Luft über kaltes Auftriebswasser strömt. Diese Nebelart ist sehr häufig an der Küste von Südwestafrika und an der Küste von Nordchile bis Peru, hier Garua-Nebel genannt, anzutreffen. Diese Nebel bedeuten für die Schifffahrt eine besonders große Gefahr, da sie weder zeitlich noch örtlich genau vorher-sagbar sind. Eine ähnliche Nebelart kann in Gebieten driften-der Eisberge beobachtet werden.

Im Küstenbereich der gemäßigten Zone tritt häufig Advektionsnebel auf, wenn die Temperaturgegensätze zwischen Land und Wasser markant sind. So bildet sich im Frühjahr, manchmal auch noch im Frühsommer, Küsten-Seenebel, wenn feuchte, über Land erwärmte Luft auf das noch relativ kalte Wasser übertritt. Umgekehrt kann sich im Herbst und Winter Küsten-Landnebel entwickeln, wenn die Luftströmung vom noch verhältnismäßig warmen Wasser auf das kältere Festland gerichtet ist. Im allgemeinen tritt dieser Nebel nur in einem schmalen Band entlang der Küste auf, während der Küsten-Seenebel häufig sehr weit auf das Meer hinausgeht.

Nicht selten wird Advektionsnebel über Land beobachtet, wenn wärmere Luft über eine schmelzende Schneedecke strömt. Durch Entzug von Schmelzwärme wird hier die Nebelbildung noch begünstigt.

Orographischer Nebel

Wird mit einer Luftströmung, die gegen einen sanft ansteigenden Hang gerichtet ist, sehr feuchte Luft herangeführt, kommt es bereits nach geringer Hebung zur Kondensation infolge adiabatischer Abkühlung. Ist die thermische Schichtung stabil, bildet sich in Abhängigkeit von Form und Erstreckung des Hindernisses ein mehr oder weniger mächtiger und ausgedehnter Stratus, der für die Gebiete, die höher als das Hebungskondensationsniveau liegen, Nebel bedeutet. Er ist im Grunde eine orographische Wolke und darum in der Nebelklassifikationstabelle 8.4 nicht aufgeführt. Weil er durch adiabatische Abkühlung entsteht, gehört er zu der Gruppe der Abkühlungsnebel. Gelegentlich wird dieser orographische Nebel als Hangnebel bezeichnet.

Seerauch

Der Seerauch ist ein Verdunstungsnebel. Er entsteht, wenn sehr kalte Luft über warmes Wasser fließt, so daß ein sehr starkes Taupunktgefälle zwischen der Meeresoberfläche und der kalten Luft herrscht, was eine stürmische Verdunstung zur Folge hat. Dadurch kommt es unmittelbar über der Wasserfläche zur Übersättigung und zur Bildung von Nebeltröpfchen. Diese werden durch Konvektionsströme in der von unten erwärmten Kaltluft aufwärts transportiert und verdunsten sehr bald in der trockenen Umgebungsluft. Dadurch entsteht der Eindruck einer dauernd *rauchenden* Wasserfläche, was

zur Namengebung dieses Nebels geführt hat. Er ist nicht hochreichend und tritt wie die Konvektionsblasen schwadenförmig auf. Wegen seiner geringen Mächtigkeit ist er nur für kleinere Schiffe gefährlich. Bevorzugte Gebiete sind die winterlichen Festlandsküsten und die Eisgrenzen polarer Breiten.

Im Binnenland wird diese Nebelart über Bächen und Seen bei einem Kälteeinbruch beobachtet; aber auch im Hochsommer kann eine ähnliche Erscheinung über dem Wattenmeer der Nordsee auftreten. Wurde bei Niedrigwasser das Watt stark aufgeheizt, kann sich das bei einsetzender Flut nur sehr flach auflaufende Wasser derart erwärmen, daß es zu einer verstärkten Verdunstung kommt, die zu einer Übersättigung des Wasserdampfes in der kalten Seeluft führt. Dieser Nebel kann unter Umständen einige Meter mächtig werden, löst sich aber über dem warmen Strandsand sofort auf. Er ist nur kurzlebig, denn mit dem weiteren Auflaufen des Wassers werden die anfänglichen, starken Temperaturgegensätze zwischen Wasser und Luft rasch abgebaut.

Niederschlagsnebel oder Frontnebel

In Verbindung mit Fronten und ausfallenden Niederschlägen ist gelegentlich das Auftreten von Nebel möglich. Diese Nebelbildung ist auf unterschiedliche Prozesse zurückzuführen.

Fällt kalter Niederschlag in eine warme, sehr feuchte Bodenluft, kann diese unter den Taupunkt abgekühlt werden und Nebel erzeugen.

Nebelbildung an einer Luftmassengrenze kann auch dann einsetzen, wenn warmer Regen in eine wesentlich kältere Bodenluft fällt. Die starke Verdunstung von den warmen Regentropfen in die kalte Luft führt zu einer Erhöhung des Wasserdampfgehaltes über den Sättigungswert ähnlich wie bei der Bildung des Seerauchs. Meistens sind dabei noch andere Faktoren beteiligt wie Hebung und Turbulenz.

Mischungsnebel

Diese Nebelart wird in Lehrbüchern zwar immer wieder aufgeführt, dürfte aber in reiner Form durch horizontale Mischung von kalter und warmer Luft kaum vorkommen, weil das horizontale Temperaturgefälle die erforderliche Größe kaum aufweist. Mit Sicherheit ist an der Bildung dieses Nebels immer eine vertikale Durchmischung beteiligt, so daß adiabatische Abkühlungsprozesse eine Rolle mitspielen und meistens auch noch Verdunstung von Niederschlag, weil starke Temperaturunterschiede an Fronten gebunden sind. Die Theorie dieses Nebels geht davon aus, daß sich in der Frontfläche eine mittlere Mischungstemperatur einstellt und ein mittleres Mischungsverhältnis. Weil letzteres aber nicht linear mit der Temperatur zunimmt, kann die Mischungstemperatur tiefer liegen als die Sättigungstemperatur, die zum mittleren Mischungsverhältnis der sich mischenden Luft gehört. Dadurch würde die relative Feuchte über 100 % ansteigen, obwohl sie in jeder einzelnen Luftmasse weniger als 100 % beträgt. Beide Luftmassen müssen dabei schon vorher hohe Feuchtwerte besitzen, und zwar besonders die Warmluftmasse.

8.8 Die Niederschläge

Niederschlag ist definiert als das Ausscheiden von Wasser aus der Atmosphäre in flüssiger oder fester Form am Erdboden. Das Ausscheiden kann entweder durch Ausfallen aus Wolken oder direkt durch Kondensation oder Sublimation am Erdboden oder durch Fallen von vorher vom Erdboden aufgewirbel-

ten Niederschlägen erfolgen. Man unterscheidet deshalb fallende, aufgewirbelte und abgesetzte Niederschläge.

8.8.1 Die fallenden Niederschläge

Aus kleinen, schwebenden Wolkenbestandteilen können sich schwerere, fallende Partikeln, die groß genug sind, den Erdboden trotz Substanzverlust durch Verdunstung auf der Fallstrecke als Niederschlag zu erreichen, durch folgende Prozesse bilden:

- 1) in reinen Wasserwolken:
 - anhaltendes Kondensationswachstum von Wolkentröpfchen
 - Koaleszenz von Wolkentröpfchen
- 2) in Mischwolken:
 - Sublimationswachstum
 - Vergraupelung
 - Flockenbildung.

8.8.1.1 Niederschlagsbildung in reinen Wasserwolken

Kondensationswachstum

Nach bereits erfolgter Wolkenbildung ist ein weiteres Kondensationswachstum durch fortlaufende Abkühlung möglich, z.B. durch anhaltende Hebung, aber auch durch Strahlung an der Wolkenobergrenze. Dieses Kondensationswachstum reicht aber kaum aus, nennenswerte Tröpfchengrößen zu erzeugen; vielmehr verdunsten die Tröpfchen wegen ihrer geringen Fallgeschwindigkeit nach kurzer Fallstrecke schon wieder. So ist z. B. ein Tröpfchen mit einem Radius von 0,01 mm wegen seiner minimalen Fallgeschwindigkeit nach einer Fallstrecke von 0,3 mm und eines von 0,1 mm nach 150 m verdunstet, sofern in der zu durchfallenden Luftschicht die relative Feuchte einheitlich 90 % beträgt.

Koaleszenz

Unter Koaleszenz versteht man eine Vereinigung von Wolkentröpfchen. Sie wird möglich durch gegenseitiges Anziehen von Tröpfchen unterschiedlicher elektrischer Ladung oder durch Zusammenstöße (Kollision) der Tröpfchen. Die erste Art ist für sich allein zur Bildung von Niederschlag nicht ausreichend, zumal sich Tröpfchen mit gleicher Ladung sogar abstoßen. Sie führt aber zu Wolken mit unterschiedlicher Tropfengröße, wodurch ihre Vereinigung durch Zusammenstöße gefördert wird.

In reinen Wasserwolken mit unterschiedlich großen Tropfen besitzen die größeren und schwereren eine höhere Fallgeschwindigkeit als die kleinen. Sie sind außerdem träger und folgen Turbulenzbewegungen langsamer. Durch beide Vorgänge werden Zusammenstöße zwischen den großen und kleinen Tropfen begünstigt, wobei die großen weiter an Masse gewinnen. Dadurch werden die Geschwindigkeitsunterschiede und damit die Kollisionswahrscheinlichkeit noch verstärkt. Zur Bildung eines Sprühregentropfens mit einem Radius von annähernd 250 μm ist eine Vereinigung (Aggregation) von ungefähr 15.000 Wolkentröpfchen erforderlich; für die Entstehung eines Regentropfens mit einem Radius von 2500 μm sind dagegen schon rund 15 000 000 Zusammenstöße nötig.

Daraus ergibt sich, daß die kollidierenden Wolkentröpfchen von vornherein möglichst groß sein müssen und eine sehr lange Kollisionszeit (Verweilzeit) in der Wolke benötigen, um Niederschlag bilden zu können. Als erforderliche Mindest-

größe der Wolkentröpfchen wird ein Radius von mindestens $18 \mu\text{m}$ angegeben. Verständlicherweise spielen die Turbulenz und die Vertikalgeschwindigkeit in der Wolke eine wesentliche Rolle für die Kollisions- und damit Wachstumsgeschwindigkeit von Tröpfchen.

Koaleszenzwachstum in Wasserwolken ohne Aufwind

In reinen Wasserwolken ohne stärkere Turbulenz und Aufwinde, z. B. in Stratus, ergeben sich viel ungünstigere Wachstumsbedingungen als in turbulenteren Cumuluswolken mit stärkeren Vertikalbewegungen. So sinken in Stratus die großen Tropfen, die den erforderlichen Mindestradius haben, zunächst nur unmerklich. Ihre Sinkgeschwindigkeit dürfte im Anfangsstadium bei $0,05 \text{ m/s}$ liegen, eine Kollision mit den schwebenden Wolkentröpfchen demzufolge noch selten sein. Mit jedem Zusammenstoß wächst der Tropfen und damit auch seine Fallgeschwindigkeit und die Kollisionsmöglichkeit pro Zeiteinheit. Um jedoch den Erdboden erreichen zu können, muß der Tropfen beim Verlassen der Wolke eine bestimmte Größe erreicht haben, damit er auf der Fallstrecke nicht total verdunstet. Die bis zum Verlassen der Wolkenbasis entstandene Tropfengröße ist abhängig von der vertikalen Mächtigkeit und der Dichte der Stratuswolke oder des Nebels, die der am Erdboden auftreffenden von der Dauer und der Geschwindigkeit der Verdunstung. Deshalb steigt die Niederschlagsbereitschaft mit zunehmender Mächtigkeit und Dichte sowie mit absinkender Basis der Wolke und ist demzufolge in hochreichendem Nebel am günstigsten.

Da Stratuswolken und Nebel kaum Mächtigkeiten von 800 m bis 1000 m überschreiten, können sich auch nur Tropfen von begrenzter Größe mit nur geringen Sinkgeschwindigkeiten bilden. Diese Niederschlagsart wird Sprühregen oder Niesel genannt.

Sprühregen (internat. Symbol ☉) ist ein ziemlich gleichmäßiger Niederschlag mit sehr feinen Sprühregentropfen. Ihr Radius liegt zwischen $50 \mu\text{m}$ und $250 \mu\text{m}$, ihre Fallgeschwindigkeit zwischen $0,25 \text{ m/s}$ und 2 m/s . Die horizontale Sichtweite kann erheblich herabgesetzt werden, sie erreicht in ausgeprägten Fällen Werte unter 1000 m . Sprühregen darf nicht mit abgesetzten Nebeltröpfchen verwechselt werden.

Unterkühlter Sprühregen (☉) tritt dann auf, wenn sich der Niederschlag bei Temperaturen unter 0°C gebildet hat oder wenn er durch eine bodennahe Kaltluft mit Temperaturen unter dem Gefrierpunkt fällt.

Koaleszenzwachstum in Wasserwolken mit Aufwind

In reinen Wasserwolken mit Aufwind verläuft der niederschlagsbildende Koaleszenzprozeß anders als in Wolken ohne Aufwind. So werden im Cumulus congestus, der einzigen Wasserwolke mit Aufwind, die Niederschlag bringen kann, Aufwind und Turbulenzbewegung von den größeren Tropfen träger mitgemacht als von den kleineren. Dadurch ergibt sich auch in dieser Wolke bei unterschiedlichen Tropfengrößen die Möglichkeit der Kollision, die mit der Verweilzeit in der Wolke zunimmt.

Wenn die Tropfen so schwer geworden sind, daß sie durch den Aufwind, der im Cumulusgipfel noch etwa 1 m/s beträgt, nicht weiter gehoben werden, können sie aufgrund ihres zunehmenden Gewichts innerhalb des Aufwindstromes sinken. Das bedeutet, daß das Koaleszenzwachstum sich beschleunigt fortsetzt und bis zum Verlassen der Wolkenbasis anhält. Damit die für diesen Prozeß notwendigen Tropfengrößen

ben durch Koaleszenz entstehen können, müssen die Cumuluswolken ausreichende vertikale Mächtigkeiten besitzen. Die erforderliche Mächtigkeit wird neben der Aufwindgeschwindigkeit (Verweilzeit) in der Wolke noch von der Wolkenbasistemperatur (Wassergehalt der Wolke) bestimmt. Bei hohen Basistemperaturen und geringen Aufwindgeschwindigkeiten genügen geringe vertikale Mächtigkeiten, bei tiefen Basistemperaturen und hohen Aufwindgeschwindigkeiten sind dagegen große erforderlich.

Voraussetzung für eine Niederschlagsbildung in Cumuluswolken ist eine Anzahl ausreichend großer Tropfen von über $18 \mu\text{m}$ Radius. Diese ist in maritimen Cumuli eher gegeben, weil hier die Anzahl der Wolkenbildungskerne und damit auch die der Wolkenelemente geringer ist, so daß bei gleicher Basistemperatur hier eine größere Wassermenge auf jeden Tropfen entfällt als bei kontinentalen Cumuli mit relativ hoher Anzahl von Wolkentröpfchen pro Volumeneinheit.

Aus diesem Grund liefern Cumuluswolken über dem Kontinent meist keine und wenn, dann nur leichte, feintropfige Regenschauer. Die Niederschlagsbereitschaft über dem Meer ist dagegen größer, besonders dann, wenn die Basistemperatur noch relativ hoch ist. Darum können Cumuli über tropischen oder subtropischen Meeren starke und großtropfige Regenschauer bringen.

Regentropfen, ob nun durch Koaleszenz oder durch Schmelzen fester Niederschlagsarten entstanden, können nur einen maximalen, sogen. kritischen Radius erreichen, der in Boden-

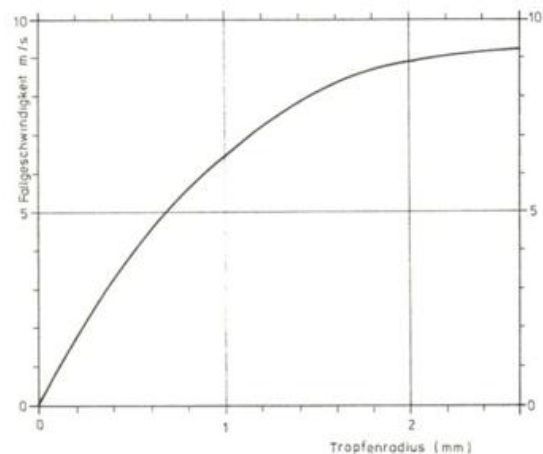


Abb. 8.10

Die Fallgeschwindigkeit eines Wassertropfens in Abhängigkeit von der Tropfengröße in der Nähe des Meeresspiegels, d. h. für einen Luftdruck von ungefähr 1013 hPa

nähe $2,5 \text{ mm}$ nur unbedeutend übersteigen kann. Bei dieser Größe erlangen die Tropfen eine relative Fallgeschwindigkeit zur Umgebungsluft in Meeresniveunähe von etwa 9 m/s .

Kleinere Tropfen bis zu einem Radius von etwa 1 mm behalten während der Fallbewegung ihre sphärische Form, dagegen werden darüber hinaus anwachsende Tropfen zunehmend deformiert. Bei einem Radius von annähernd $2,5 \text{ mm}$ ist die Oberflächenspannung nicht mehr in der Lage, den Tropfen zusammenzuhalten, er platzt in viele kleinere Tröpfchen (Platzgröße). Demzufolge gibt es eine kritische obere Grenze sowohl für den Radius ($2,5 \text{ mm}$) als auch für die Fallgeschwindigkeit (9 m/s) eines Tropfens.

Die Abbildung 8.10 zeigt die Beziehung zwischen Tropfengröße und Fallgeschwindigkeit bei einem Luftdruck von ungefähr 1013 hPa.

Bei Aufwinden unter 4 m/s können Tropfen ihre Platzgröße nicht erreichen. Sie fallen aus der Wolke heraus und verdunsten auf dem Fallweg zur Erdoberfläche, so daß sie keine oder höchstens feintropfige Niederschläge bilden.

In ausreichend mächtigen Cumuluswolken mit höheren Aufwindgeschwindigkeiten werden die Tropfen immer ihre Platzgröße erlangen und dann in viele kleine Tropfen zerstäuben. Diese werden vom Aufwind wieder emporgerissen und können den Prozeß mehrmals mitmachen, bis sich in der Wolke so viel Wasser ansammelt, daß es von dem Aufwind nicht mehr getragen werden kann und als kräftiger Schauer die Wolke verläßt. Die Intensität solcher Regenschauer steht in unmittelbarer Beziehung zur Häufigkeit des Platzprozesses und somit zur Aufwindgeschwindigkeit und Dicke der Cumuluswolke.

Die zur Bildung von kräftigen Schauern erforderliche Cumulushöhe ist so groß, daß sie in unseren und höheren Breiten ins Vereisungsniveau hineinreicht. In den tropischen und subtropischen Breiten hingegen ist diese Art der Niederschlagsbildung in nur aus Wasser bestehenden Cumuluswolken häufig. Darum kann bei stärkerer Niederschlagsintensität und größeren Tropfen in unseren Breiten davon ausgegangen werden, daß die Niederschlagsbildung nicht durch die Tröpfchenkoaleszenz allein erfolgt, sondern daß andere Prozesse mitbeteiligt sind.

Der aus reinen Wasserwolken mit Aufwind fallende typische Niederschlag ist der *Regenschauer* (∇). Er besteht aus Regentropfen, die einen Radius von 0,25 mm bis 2,5 mm besitzen. Diese Niederschlagsart setzt meist schlagartig ein, um ebenso plötzlich aufzuhören. Sie ist örtlich eng begrenzt und nur von kurzer Dauer.

8.8.1.2 Niederschlagsbildung in Mischwolken

a) Niederschlagsbildungsprozesse

Sublimationswachstum

Nach Kapitel 8.3 besteht in Mischwolken in bezug auf die darin enthaltenen Eiskristalle eine Übersättigung, wodurch diese auf Kosten der Wassertröpfchen durch Sublimation weiter wachsen. Der vom Eiskristall aufgenommene Wasserdampf der Luft wird durch das Verdunsten von Tröpfchensubstanz laufend ersetzt.

Das Sublimationswachstum findet hauptsächlich an den Ecken und Kanten der Eiskristalle statt, da hier das stärkste Dampfdruckgefälle gegeben ist. Das Kristallwachstum geschieht in Form dünner, nach außen wachsender Äste und Zweige. Bei großen Eisübersättigungen verzweigen die Kristalle stark und bilden Schneesternchen, die infolge ihres zunehmenden Gewichtes zu fallenden Elementen werden. Die dendritischen Schneekristalle können einen Durchmesser von 3 mm bis 4 mm erreichen, ihre Fallgeschwindigkeit beträgt dann ungefähr 0,3 m/s bis 0,7 m/s.

Schneekristalle wie Schneesternchen und Eisnadeln bilden sich in allen Mischwolken und können als Niederschlag ausfallen. Bei den Wolkengattungen *Alto cumulus* und *Cirrocumulus* verdunsten sie allerdings meist, bevor sie den Erdboden erreichen, so daß dort nur Fallstreifen beobachtet werden.

Auch bei den anderen Mischwolkenarten gelangen die Schnee-

sternchen und Eisnadeln nur bei sehr tiefen Temperaturen in ihrer ursprünglichen Form bis zum Erdboden.

Im allgemeinen werden in Mischwolken außer dem reinen Sublimationswachstum gleichzeitig die Vergraupelung und Flockenbildung wirksam, die zur Erzeugung weiterer fester Niederschlagsarten führen.

Vergraupelung

Die Vergraupelung wird durch Kollision von unterkühlten Wassertropfen mit schweren und trägeren Schneekristallen verursacht. Dabei frieren die unterkühlten Tröpfchen entweder plötzlich oder durch die freiwerdende Gefrierwärme verzögert an. Im ersten Fall spricht man von einer Reifvergraupelung, im zweiten von einer Frostvergraupelung.

Zur *Reifvergraupelung* durch schlagartiges Anfrieren von Tröpfchen kommt es, wenn die Kollisionsgeschwindigkeit bzw. die pro Zeiteinheit vom Schneekristall eingefangene Wassermenge gering ist, so daß die Tröpfchen noch einzeln anfriren. Außerdem wird sie durch tiefe Temperaturen begünstigt, weil die freiwerdende Gefrierwärme schnell an ein Schneekristall und die umgebende Luft abgeführt wird. Bei Reifvergraupelung bilden sich weiße, undurchsichtige, durch Luft einschüsse poröse, noch leicht zusammendrückbare Körner. Sie entstehen immer am Anfang der Vergraupelung, wenn die Zusammenstöße der unterkühlten Tröpfchen mit den noch kleinen Schneekristallen noch nicht so zahlreich sind, und in den tröpfchenärmeren kälteren Bereichen der Mischwolken unter -30°C .

Die *Frostvergraupelung* setzt meist erst ein, wenn sich eine bestimmte Reifvergraupelgröße gebildet hat und die Zusammenstöße mit den Tröpfchen so zahlreich werden, daß diese nicht mehr einzeln anfriren können, sondern infolge der abzuführenden großen Gefrierwärme erst eine flüssige Haut um den Graupelkern bilden, die dann durch verzögertes Gefrieren in eine feste, klare, glasige Eisschale übergeht. Besonders begünstigt wird die Frostvergraupelung in Wolkenbereichen mit größeren Koaleszenztropfen und großem flüssigen Wassergehalt. Ein mehrmaliger Wechsel zwischen Reif- und Frostvergraupelung führt zu einem schalenförmigen Aufbau von größeren Eisgebilden, zur Hagelbildung. Sie kommt darum fast nur in Cumulonimben vor.

Flockenbildung

Schneeflocken bestehen aus aneinanderhaftenden Schneekristallen. Die Haftfähigkeit der Kristalle selbst an ihren Spitzen und Verästelungen ist nur gering. Zu größerer Flockenbildung ist flüssiges Wasser als Bindungsmittel erforderlich. Wenn ein Schneekristall ein unterkühltes Tröpfchen einfängt und dann mit einem anderen Kristall an dieser Stelle zusammenstößt, haften beide aneinander und frieren schließlich zusammen. So entstehen Schneeflocken.

Die Flockenbildung nimmt mit Annäherung an die Schmelztemperatur zu. Weil zur Flockenbildung das Aneinanderfriren der Schneekristalle nicht unbedingt erforderlich ist, sondern nur Wasser als Haftmittel benötigt wird, fallen die größten Flocken sogar erst bei Temperaturen um $+2^{\circ}\text{C}$, wenn die schmelzenden Schneeflockenränder durch Vereinigung vieler Schneeflocken größere Gebilde bis zu 5 cm Durchmesser bilden.

b) Niederschlagsarten

Auch in Mischwolken hängt die Art der Niederschlagsbildung hauptsächlich von der Stärke der Turbulenz und der Vertikal-

bewegung und damit der Tragfähigkeit der Wolke ab. So erhält man in Mischwolken ohne wesentliche Vertikalbewegung (hauptsächlich im Altostratus und Nimbostratus) andere Niederschlagsformen als in der Mischwolke mit starker Vertikalbewegung (im Cumulonimbus).

Niederschlag aus Mischwolken ohne wesentliche Vertikalbewegung

In Mischwolken der Aufgleitfläche, im Altostratus und Nimbostratus, bewegen sich die Aufwindgeschwindigkeiten in der Größenordnung 10^0 cm/s. Die Niederschlagsbildung erfolgt darum in diesen Wolken fast ausschließlich über das Sublimationswachstum und die Flockenbildung. Selbstverständlich kommt es dabei gleichzeitig auch zu einem Anfrieren von einzelnen Tröpfchen, die das Aussehen der Niederschlagselemente aber wenig beeinflussen. Es entstehen Schneesternchen und Schneeflocken. Bei Wolkenbasistemperaturen unter -15°C ist eine Schneeflockenbildung kaum mehr möglich, so daß in diesen Fällen nur noch Schneesterne den Boden erreichen können, sofern auf der gesamten Fallstrecke die Temperatur unter dem Gefrierpunkt liegt. Der Schnee fällt dann als trockener Pulverschnee.

Schnee (✕) kann auch noch fallen, wenn die bodennahen Luftschichten Temperaturen von etwas über 0°C aufweisen. Die 0°C -Grenze liegt dann im allgemeinen weniger als 300 m–500 m über Grund. Dieser Schnee ist naß und pappig. Liegt jedoch die Temperatur zwischen Bildungsniveau und Boden unter dem Gefrierpunkt, ist der Schnee locker und trocken. Auch im nassen Zustand wird von Schneeflocken wegen ihres großen Luftwiderstandes die Fallgeschwindigkeit von 1 m/s bis 2 m/s nicht überschritten.

Schneeregen (✕) entsteht, wenn Schneeflocken unterschiedlicher Größe durch eine bodennahe Warmluftschicht fallen, in der die kleineren Flocken völlig schmelzen können. Die 0°C -Grenze liegt dann im allgemeinen mehr als 300 m – 500 m, aber weniger als 600 m – 750 m über Grund. Bei ausreichender Mächtigkeit der bodennahen Warmluftschicht, mehr als 600 m – 750 m über Grund, schmilzt Schnee zu Regen (●). Regen ist wie Schnee ein ziemlich gleichmäßig fallender Niederschlag, der im allgemeinen auch keine großen Intensitätsschwankungen aufweist. Auch wenn es sich gewöhnlich um einen dichteren Niederschlag handelt, wird die horizontale Sichtweite durch die vielen Regentropfen nicht wesentlich herabgesetzt. Der Tropfendurchmesser beträgt mindestens 0,5 mm, wird aber kaum den maximal möglichen von 5 mm erreichen.

Die Fallgeschwindigkeit wird deshalb immer unter 9 m/s liegen, aber mindestens 2,0 m/s betragen. Durchfällt Regen eine bodennahe Kaltluftschicht mit Temperaturen unter 0°C , nehmen die Regentropfen diese Temperatur an, und es kommt durch unterkühlten Regen (☉) am Erdboden zu Glatteis.

Liegt die Temperatur der bodennahen Kaltluft weit unter dem Gefrierpunkt oder ist die Kaltluftschicht mächtig genug, können Regentropfen zu Eiskörnern (△) gefrieren. Eiskörner können aber auch bei weniger tiefen Temperaturen oder weniger mächtigen Kaltluftschichten entstehen, wenn in den Regentropfen noch Reste der ehemaligen Schneeflocken enthalten sind, denn diese festen Bestandteile verursachen ein sofortiges Gefrieren bei Temperaturen unter 0°C . Eiskörner können deshalb durchsichtig sein oder einen trüben Kern enthalten. Ihr Durchmesser liegt zwischen 1 mm und 4 mm. Beim Auftreffen auf den Boden springen sie hoch, ohne dabei zu zerbrechen. Auch in Wolken, die normalerweise reine Wasser-

wolken sind, kann sich bei entsprechend tiefen Temperaturen Niederschlag über die Eisphase bilden. Zu diesen gehört der Stratus (Nebel). Aus ihm fällt dann die feste Niederschlagsart Schneegriesel.

Schneegriesel (△) sind weiße, undurchsichtige Körner von schneeähnlicher Struktur, die aus vergraupelten Eisnadeln oder Schneesternchen bestehen. Ihre Form ist recht unregelmäßig, häufig abgeplattet oder länglich, selten rund. Ihr Durchmesser liegt meistens unter 1 mm. Sie sind plastisch, d. h. leicht zerdrückbar und springen beim Aufprall auf eine harte Unterlage nicht merklich auf. Im allgemeinen fallen sie als schwacher Niederschlag von kurzer Dauer.

Eisnadeln (↔) nennt man sehr kleine unverzweigte Eiskristalle in Form von Stäbchen oder Plättchen. Aufgrund ihres geringen Gewichts scheinen sie in der Luft zu schweben. Das auftreffende Sonnenlicht wird stark reflektiert, sie glitzern förmlich und werden deshalb auch als Diamantstaub bezeichnet.

Eisnadeln fallen vorwiegend bei sehr tiefen Temperaturen, meistens aus den höheren Schichten der Troposphäre. Sie können gelegentlich aber auch aus Stratus oder Nebel kommen.

Niederschlag aus Mischwolken mit starkem Aufwind

Im Anfangsstadium können in Mischwolken mit starkem Aufwind (Cumulonimbus) in der Größenordnung 10^0 bis 10^1 m/s dieselben Vorgänge beobachtet werden wie in Mischwolken ohne oder mit nur geringem Aufwind. Auch hier entstehen zunächst durch Sublimationswachstum Schneesterne, die bei nur schwachem Aufwind sinken und sich unter bereits genannten Voraussetzungen zu größeren Gebilden, Schneeflocken, vereinigen und als Schneeschauer ausfallen.

Mit zunehmendem Aufwind nimmt die Niederschlagsbildung aber einen anderen Verlauf. Sind die Schneekristalle durch Sublimation auf einen Durchmesser von etwa 1 mm angewachsen, werden die Zusammenstöße mit unterkühlten Wolkentröpfchen durch die auftretenden Bewegungsunterschiede so zahlreich, daß die Vergraupelung den Sublimationswachstumsprozeß zu übertreffen beginnt.

Die Schnelligkeit des Vergraupelungsprozesses wächst mit dem Gehalt der Wolke an unterkühltem Wasser, der in kräftigen Cumulonimben bei -12°C ein Maximum aufweist, und mit der Größe der vergraupelnden Eispartikeln. Die Wolken- und Niederschlagstropfen gefrieren nun nicht mehr spontan an, sondern bilden erst eine flüssige Wasserhaut um den Graupelkern, die dann gefriert. Der Reifvergraupelung folgt die Frostvergraupelung. Die Hauptwachstumszone der Frostvergraupelung liegt zwischen -20°C und -30°C . Oberhalb der Höhe von -30°C nimmt der unterkühlte Wassergehalt so stark ab, daß wieder eine Reifvergraupelung einsetzt.

Im oberen Teil des Cumulonimbus nimmt die Vertikalgeschwindigkeit ab, so daß die Graupelkörner von einer bestimmten Höhe ab nicht mehr getragen werden und in der Wolke absinken. Dabei gelangen sie wieder in Frostvergraupelungsschichten. Nicht selten werden sie von einer neuen Thermikblase wieder aufwärts getragen, bis sie schließlich als Hagel aus der Wolke ausfallen. Die Bildungszeit zwischen dem Eisembryo bis zum voll ausgewachsenen Hagelkorn beträgt rund 30 Minuten. Welche Art von Niederschlägen aus einem Cumulonimbus fällt, hängt weitgehend von der Temperatur am Erdboden und in der Wolke sowie von der Vertikalgeschwindigkeit ab. Tiefe Temperaturen und geringe Vertikalge-

schwindigkeit ergeben nur Schneeschauer, die bei Bodentemperaturen von einigen Grad über Null als Schmelzprodukt leichte Regenschauer liefern. Mit zunehmender Vertikalgeschwindigkeit bilden sich auch Reifgraupel und Frostgraupel, die beim Schmelzen leichte bis mäßige Schauer ergeben.

Bei hohen Wolkenbasistemperaturen, starkem Aufwind und hochreichenden Wolken kommt es schließlich zum Ausfall von Hagel.

Hagel (▲) erreicht je nach Größe Fallgeschwindigkeiten bis zu 20 m/s. Er schmilzt darum selbst bei sehr hohen Temperaturen bis zur Erdoberfläche nur wenig ab und richtet oft erheblichen Schaden an. Er besteht aus Eisstücken, die unregelmäßig geformt, aber im großen und ganzen abgerundet sind. Hagelkörner, gelegentlich auch als Hagelsteine bezeichnet, haben beim Auftreffen auf dem Erdboden im allgemeinen noch einen Durchmesser von 5 mm bis 50 mm. Innerhalb der Wolke können aber noch wesentlich größere Hagelsteine auftreten, die, sofern die Aufwinde weit über 20 m/s liegen, bis zu einem Durchmesser von ca. 13 cm anwachsen. Hagelkörner können klar und durchsichtig sein, meistens sind sie aber abwechselnd aus klaren und undurchsichtigen, schneeähnlichen Schichten gebildet, wobei die klaren Abschnitte millimeterstark sind.

Hagelschauer (▽) treten nur in der heißen Jahreszeit und meistens in Verbindung mit Gewittern auf. Sie sind örtlich eng begrenzt.

Aus Cumulonimben können ferner folgende Niederschläge fallen:

Frostgraupel (△) sind halbdurchsichtige, runde, selten kegelförmige Eiskörner mit einem Durchmesser von 2 mm bis 5 mm. Sie sehen glasiert aus, weil ihr meist trüber Kern von einer dünnen Eisschicht überzogen ist. Dieser Eismantel verleiht den Niederschlags-elementen eine enorme Festigkeit, so daß sie durch den Aufprall auf den Boden hochspringen ohne dabei zu zerfallen.

Frostgraupelschauer (▽) treten vom Spätherbst bis in das späte Frühjahr auf, wenn maritim-arktische oder grönländische Polarluft eingeflossen ist, die Bodentemperaturen aber noch über 0 °C liegen, während die Temperatur an der Wolkenbasis Werte um den Gefrierpunkt aufweist. Häufig fallen Frostgraupel mit Regentropfen zusammen.

Reifgraupel (✕) sind weiße, undurchsichtige, meist rundliche Körner von schneeähnlicher Beschaffenheit und lassen sich deshalb leicht zusammendrücken. Beim Auftreffen auf einer harten Unterlage zerbrechen sie häufig.

Ihr Durchmesser beträgt 2 mm bis 5 mm. **Reifgraupelschauer** (✕) treten in der kalten Jahreszeit in maritim-arktischer oder grönländischer Polarluft auf, wenn die Bodentemperatur unter 0 °C liegt. Nicht selten fallen Reifgraupel mit Schneeflocken zusammen.

Schneeschauber (✕) bestehen wie Schneefall aus Schneeflocken, die je nach Aggregation mehr oder weniger groß sind. Schneeschauer können noch bei Bodentemperaturen etwas über dem Gefrierpunkt fallen. Im allgemeinen ist bei diesen Temperaturen der Schmelzprozeß soweit fortgeschritten, daß die kleineren Flocken zu Regentropfen geschmolzen sind und **Schneeregenschauer** (✕) entstehen.

Regenschauer (▽), aus Cumulonimbus fallend, ist das Schmelzprodukt fester Schauerarten. Aufgrund der Intensität des Regenschauers kann auf die ursprüngliche Niederschlags-

art geschlossen werden. Der Tropfendurchmesser ist bei Regenschauern immer dann besonders groß, wenn der Schmelzvorgang in nur geringer Höhe über dem Erdboden abgeschlossen wurde und die ursprünglichen Niederschlags-elemente sehr groß waren. So liefert schmelzender Hagel besonders großtropfige und sehr intensive Regenschauer.

8.8.2 Die aufgewirbelten Niederschläge

Diese Hydrometeore sind Erscheinungsformen, die dann auftreten, wenn ausreichend starker und turbulenter Wind in der Lage ist, Ablagerungen gefallener Niederschläge vom Boden aufzuwirbeln.

Beim **Schneefegen** (✚) wird trockener, lockerer Schnee durch den herrschenden Wind bis in geringe Höhen über dem Erdboden gewirbelt. Dieses flache Fegen des lockeren Schnees verbleibt unterhalb der Augenhöhe des Beobachters, so daß die horizontale Sichtweite kaum beeinträchtigt wird. Schneefegen kann in Abhängigkeit von Andauer und Schneedeckenhöhe zu Schneeverwehungen führen.

Bei **Schneetreiben** (✚) wird aufgrund stärkeren und turbulenten Windes Schnee bis in größere Höhen über dem Erdboden aufgewirbelt. Die horizontale Sichtweite wird dabei erheblich herabgesetzt und kann in Extremfällen weit unter einem Kilometer liegen, wobei gelegentlich der Himmel nicht mehr erkennbar ist. Auch Schneetreiben verursacht starke Verwehungen.

Gischt (⌘) ist eine aufgewirbelte Niederschlagsform, die nur auf dem offenen Meer, in Ausnahmefällen auch von Küstestationen zu beobachten ist. Die durch stärkeren Wind abgerissenen Schaumkronen (Wellenkämme) werden als versprühte, nicht sehr große Tropfen über kürzere Distanzen hinweg verweht. In ausgeprägten Fällen kann die Gischt auch hoch reichen und eine erhebliche Sichtminderung in Schiffsbriickenhöhe bedeuten. Liegt die Temperatur unter dem Gefrierpunkt, führt Gischt wie unterkühlter Regen zu Eisablagerungen an den Aufbauten von Schiffen oder fester Einrichtungen auf See.

8.8.3 Die abgesetzten Niederschläge

Abgesetzte Niederschläge sind Hydrometeore, die sich unmittelbar am Erdboden durch Kondensation, Sublimation oder durch ein direktes Ausscheiden bzw. Absetzen von Wassertropfchen bilden. Aufgrund der Entstehungsursache lassen sich die abgesetzten Niederschläge in Gruppen zusammenfassen.

Tauerscheinungen (☞)

Unter Tauerscheinungen sind jene abgesetzten Niederschläge zu verstehen, die durch Kondensation von Wasserdampf am Erdboden oder an erdbodennahen Gegenständen entstehen, sofern der Erdboden oder der Gegenstand eine Temperatur aufweist, die unterhalb der Taupunkttemperatur der unmittelbaren Umgebungsluft liegt. Man unterscheidet zwei Arten von Tau: Strahlungstau und Advektionstau.

Von **Strahlungstau** (☞) spricht man, wenn sich Wasserdampf als Tau an der Erdoberfläche, an Gegenständen oder Pflanzen absetzt, nachdem deren Temperatur infolge der nächtlichen Ausstrahlung unter den Taupunkt der umgebenden Luft abgesunken ist.

Die Taubildung beginnt für den Beobachter unmerklich, der Gegenstand wird zunächst klamm. Erst bei längerer Kondensation bilden sich winzige Tautropfen, die durch Koaleszenz (Zusammenfließen) zu größeren anwachsen. Wegen nicht ausreichender Adhäsionskräfte können diese Tropfen an geeigneten Flächen herunterfließen und den Boden benetzen.

Dieser Tauniederschlag kann in Trockengebieten der Erde die einzige Niederschlagsform sein, die unter Umständen sogar eine bescheidene Flora am Leben erhält.

Zu *Advektionstau* (☐) kommt es, wenn nach einer Periode kühleren Wetters feuchtwarme Luft herangeführt wird, deren Taupunkt oberhalb der Temperatur der umströmten Gegenstände liegt. Während beim Strahlungstau vorwiegend horizontale Flächen bevorzugt werden, sind es bei Advektionstau mehr die vertikalen. Die Intensität, d. h. die Niederschlagsergiebigkeit von Advektionstau kann beachtlich sein, weil die Übersättigung wesentlich stärker ausfällt als bei Strahlungstau. Besonders stark beschlagen solche Gegenstände, die eine große Wärmekapazität besitzen und sich deshalb nur langsam erwärmen.

Weißer Tau (▲) entsteht, wenn sich Strahlungstau gebildet hat und die Temperatur unter den Gefrierpunkt absinkt, so daß die Tautropfen kristallisieren. Durch das Gefrieren entsteht am Gegenstand ein Belag von weißlichem Aussehen. Die halbkugelförmig erstarrten Tautropfen besitzen eine große Haftung zur Unterlage. Nach dem Kristallisationsprozeß ist eine weitere Kondensation ausgeschlossen, weil der Reifpunkt höher als der Taupunkt liegt.

Reiferscheinungen (⋄)

Reif, eine Sublimationserscheinung, bildet sich, wenn die Temperatur der Erdoberfläche oder von Pflanzen und Gegenständen unter den Reifpunkt der Luft absinkt oder bereits unter diesem Temperaturwert liegt und somit Übersättigung des Wasserdampfes in bezug auf Eis besteht.

Wie bei den Tauscheinungen unterscheidet man auch hier zwischen zwei Arten von Reif: Strahlungsreif und Advektionsreif.

Strahlungsreif (⊔) entsteht, wenn durch nächtliche Ausstrahlung die Erdoberfläche, Pflanzen oder Gegenstände eine Temperatur annehmen, die unterhalb des Reifpunktes der Umgebungsluft liegt. Der Bildungsprozeß von Strahlungsreif entspricht in etwa der langsamen Sublimation in Eiswolken mit nur geringer Eisübersättigung des Wasserdampfes.

An der Erdoberfläche, an Gräsern und sonstigen Pflanzen sowie an Gegenständen (Dächern) bildet sich durch die Sublimation eine feste Ablagerung, die anfangs noch so dünn ist, daß die Farbe der überwiegend horizontalen Haftfläche durchschimmert. Bei längerer Andauer der Sublimation wird diese Ablagerung mächtiger und darum weiß, schneeähnlich. Der Strahlungsreif besteht aus kleinen schuppen- und nadelartigen Eiskristallen, die sich selbst bei stärkerer Erschütterung nicht von ihrer Haftfläche lösen.

Advektionsreif (⌈) kann sich bilden, wenn nach einer Kälteperiode mit Temperaturen weit unter dem Gefrierpunkt feucht-warme Luft advehiert wird und besonders an den Oberflächen von Gegenständen (Mauern) mit großer Wärmekapazität eine stürmische Sublimation stattfindet. Voraussetzung ist aber auch hier, daß der Gegenstand eine Temperatur unterhalb des Reifpunktes der herangeführten Luft besitzt. Durch die Möglichkeit hoher Eisübersättigungen (große Differenz zwischen Gegenstandstemperatur und Reifpunkt) kommt es

häufig zu einer intensiveren Sublimation, die relativ schnell nadel- und federförmige oder federähnliche Eiskristalle anwachsen läßt. Diese Ablagerungen lassen sich verhältnismäßig leicht von der Haftfläche abkratzen.

Liegt der Taupunkt der einfließenden Luft über, die Temperatur des umströmten Gegenstandes jedoch sehr tief unter dem Gefrierpunkt, zeigt sich ein besonderes Erscheinungsbild von Advektionsreif. Infolge der starken Kontaktabkühlung tritt in der grenznahen Luftschicht zum Gegenstand Kondensation zu winzigen Tröpfchen ein, die bei Berührung mit dem Gegenstand anfrieren. An dieser Eisschicht erfolgt dann Sublimation.

Rauhreiferscheinungen (∇)

Unter Rauhreif sind Eisablagerungen zu verstehen, die ganz oder teilweise durch Anfrieren herangewehter Nebel- oder Wolkentröpfchen an Pflanzen oder Gegenständen entstehen. Aufgrund der Bildungstemperatur und des Flüssigwassergehaltes (Nebel, Wolke, feuchter Dunst) unterscheidet man drei Arten von Rauhreif.

Rauhrost (√) bildet sich bei tieferen Temperaturen, im allgemeinen erst ab ungefähr -7°C , bei hoher relativer Feuchte, wie sie im Nebel oder im starken feuchten Dunst anzutreffen ist, und bei gleichzeitiger nur geringer Luftbewegung. So wie im aufwindlosen Mischwolkenbereich das stürmische Sublimationswachstum hauptsächlich an den Ecken und Kanten der Eiskristalle vor sich geht, so findet bei Nebel und feuchtem Dunst das Sublimationswachstum ebenfalls bevorzugt an Spitzen und Kanten von Gegenständen statt. Besonders gut geeignet sind daher Oberflächen mit stark zerklüfteter, eisähnlicher Struktur, weil hier die erforderliche Eisübersättigung nicht so stark zu sein braucht wie über glatten, amorphen Flächen.

Rauhrost sieht schneeähnlich aus. Die Kristalle wachsen strahlen-, fächer- oder federförmig aus der Haftfläche heraus und sind leicht und locker, so daß sie bei geringer Erschütterung bereits abfallen. Bei einsetzender Sonnenbestrahlung schmelzen Rauhrostablagerungen sehr schnell. Auch bei schwacher Luftbewegung ist das Anfrieren von unterkühlten Nebeltröpfchen gering, kann aber dazu führen, daß sich Rauhrost in Fahnen oder Schichten ausbildet, die dem Winde entgegenwachsen.

Rauheis (√) entsteht nur bei gleichzeitigem Vorhandensein von stärker unterkühltem Nebel (Wolken) und höheren Windgeschwindigkeiten.

Da Rauheis ein schlagartiges, mit Lufteinschlüssen versehenes Anfrieren der an Pflanzen oder Gegenstände angewehten Nebel- oder Wolkentröpfchen darstellt, bildet sich diese Ablagerung erst bei tieferen Temperaturen, im allgemeinen erst unter -3°C . Das abrupte Anfrieren ist nicht allein eine Funktion des Unterkühlungsgrades, sondern wird letztendlich von der in der Zeiteinheit angewehten Flüssigwassermenge und damit von der freigesetzten Gefrierwärme bestimmt, so daß die Bildungstemperatur eine variable Größe ist. Das Anfrieren der Tröpfchen muß den Sublimationsprozeß überwiegen, damit entspricht dieser Vorgang dem Reifegraupelprozeß in Mischwolken mit mäßigen Aufwinden. Je nach Dauer des Vorganges oder Stärke des Windes wächst das Rauheis in bizarrer Form dem Winde in mehr oder weniger langen Fahnen entgegen. Von der Haftfläche läßt sich Rauheis relativ leicht abbrechen. In der Struktur ist diese feste Ablagerung körnig und ihre Farbe weißlich. Gelegentlich können aber

auch glatte, glasige, dunklere Abschnitte auftreten. Seine Dichte liegt im allgemeinen bei $0,2 \text{ g cm}^{-3}$ bis $0,3 \text{ g cm}^{-3}$.

Für Klareis (⚓) sind die gleichen Bedingungen wie für Rauheis erforderlich. Es unterscheidet sich von diesem nur darin, daß es sich bei weniger stark unterkühltem Nebel bildet, so daß die frei werdende Gefrierwärme des gefrierenden Wassertropfens dessen Temperatur auf 0°C ansteigen läßt. So wird der Gefrierprozeß etwas verzögert, wobei die Tröpfchen die Möglichkeit haben, vor dem Gefrieren noch auseinanderzufließen. Es bildet sich ein wasserklarer, teils auch graugetönter, undurchsichtiger Eisansatz, der sehr kompakt ist und sich nur schwer von der Haftfläche abbrechen läßt. Darum können diese dem Winde entgegenwachsenden Eisfahnen beachtliche Längen erreichen. Die Dichte des Klareises beträgt $0,7 \text{ g cm}^{-3}$ bis $0,9 \text{ g cm}^{-3}$.

Die Klareisbildung entspricht dem Frostgraupelprozeß in Mischwolken mit stärkeren Aufwinden.

Beide Erscheinungsformen dieser Nebelvereisung, Rauheis wie Klareis, werden sehr häufig in den Mittelgebirgen beobachtet, weil hier die geforderten Bedingungen, unterkühlter Nebel (Wolken) und Wind, eher erfüllt sind. Mit zunehmender Windgeschwindigkeit und Andauer wachsen sie zu schweren Eislasten an und können dann zu großen Schäden führen (Forstwirtschaft, Überlandleitungen).

Abgesetzte Nebeltröpfchen (⌋)

Hierunter ist das Benetzen der Pflanzen oder Gegenstände durch Nebel- oder Wolkentröpfchen bei Temperaturen oberhalb des Gefrierpunktes zu verstehen. Diese Form des abgesetzten Niederschlages entsteht dadurch, daß an in die Luftströmung ragende Pflanzen und Gegenstände Nebel- oder Wolkentröpfchen herangeweht werden. Die Intensität dieses Niederschlages wird wie bei Rauheis bzw. Klareis bestimmt durch den Flüssigwassergehalt des Nebels und durch die Windgeschwindigkeit.

In den Mittelgebirgen, wo die besten Voraussetzungen, nicht unterkühlte Wasserwolken und stärkerer Wind, am häufigsten angetroffen werden, kann durch diesen Effekt jährlich eine Niederschlagsmenge von einigen 100 mm zusammenkommen.

Glatteis (⌋)

Glatteis bildet sich am Erdboden, an Gegenständen und auf Bäumen, Ästen, Sträuchern usw. beim Fallen unterkühlten Regens oder Sprühregens. Es entsteht vorübergehend auch, wenn nicht unterkühlter Regen auf einen von vorangegangenen Frost unter 0°C abgekühlten Boden fällt. Die frei werdende Gefrierwärme sorgt für ein verzögertes Gefrieren. Darum zeigt sich, solange unterkühlter Regen fällt, auf der sich am Erdboden bildenden Glatteisschicht ein dünner wässriger Film. Im Bildungsprozeß weist Glatteis große Ähnlichkeit mit Klareis auf.

8.9 Das Gewitter

Unter Gewitter versteht man elektrische Erscheinungen in der Atmosphäre, bei denen Blitz und Donner oder auch nur Donner allein beobachtet werden. Gewitter sind immer an Cumulonimbus-Wolken gebunden.

8.9.1 Voraussetzungen für die Entstehung von Gewittern

Für eine Gewitterbildung muß die Atmosphäre hochreichend

feuchtlabil geschichtet sein. Dabei kann es sich um eine potentielle Labilität handeln (s. Kap. 7.5.7). Damit sich Gewitter entwickeln können, muß die latente Labilität so hoch hinaufreichen, daß sich die Wolke genügend weit in Gebiete mit Temperaturen unter 0°C hinein entwickeln kann. Zur Ausbildung eines ersten Blitzes müssen die Temperaturen im Wolkengipfel etwa -28°C betragen. Ferner setzt die Bildung von Gewittern voraus, daß ein entsprechender Feuchtigkeitsnachschub von unten gewährleistet ist.

8.9.2 Einteilung der Gewitter

Als grobe Einteilung der Gewitter hat sich die folgende Unterscheidung bewährt:

- Luftmassengewitter
- Frontgewitter
- Liniengewitter bzw. Böenlinien oder „Squall lines“.

Luftmassengewitter

Bei den Luftmassengewittern sind die meteorologischen Voraussetzungen für die Gewitterentstehung über großen Gebieten mehr oder weniger einheitlich erfüllt; die Gewitter selbst weisen im Vergleich zu den Frontgewittern eine geringere Ausdehnung auf. Zu ihnen gehören Wärmegewitter und orographische Gewitter.

Wärmegewitter entstehen durch Aufheizung einer Luftmasse von der Erdoberfläche aus. Wir finden sie überwiegend im Sommer am Nachmittag und Abend über Land. Im Spätherbst und Frühwinter sind Wärmegewitter in Kaltluftmassen über noch warmer See relativ häufig zu beobachten (Wintergewitter über dem Mittelmeer). Ideale Voraussetzungen für die Entstehung von Wärmegewittern sind: feuchtwarme Luftmassen, geringer Druckgradient, zyklonal gekrümmte Isobaren bzw. Isohypsen, in deren Bereich die Reibung zu Bodenkonvergenz führt.

Orographische Gewitter haben ihre Ursache in der erzwungenen Hebung einer bedingt labilen bzw. potentiell labilen Luftmasse. Sie sind ortsgebunden, da nur am Gebirge das HKN erreicht wird und damit Cb-Entwicklung einsetzen kann. Gelegentlich werden Wärmegewitter, die infolge der günstigen Einstrahlungsbedingungen an Gebirgshängen entstehen, ebenfalls als orographische Gewitter bezeichnet.

Frontgewitter

Frontgewitter entstehen, wenn die an einer Front aufgleitende Warmluft feuchtlabil oder potentiell labil geschichtet ist. Sie sind deshalb an keine Tages- und Jahreszeit gebunden, jedoch wird ihre Intensität von diesen beeinflusst. Typisch für alle Frontgewitter ist ihre wesentlich größere Ausdehnung im Vergleich zu den Wärmegewittern. Senkrecht zur Front sind 10 km – 20 km oder noch mehr und entlang der Front Ausdehnungen bis zu mehreren 100 km beobachtet worden.

Bei *Warmfrontgewittern* verdecken häufig die durch das langsame Aufgleiten an der Warmfront gebildeten stratiformen Wolken die in ihnen eingelagerten Cumulonimben. Die Cb's schießen oft über die Obergrenze der Schichtbewölkung hinaus und werden so beim Flug über den Wolken sichtbar. Die einzelnen Cb's liegen in labilen Warmfronten weiter auseinander und ihre Aufwinde sind schwächer als die in anderen Fronten.

Kaltfrontgewitter findet man im Gebiet stärkster Frontneigung im vorderen Bereich der Front. Die Cumulonimben erreichen oft höhere Ober- und niedrigere Untergrenzen als in Warmfrontgewittern. Kaltfrontgewitter sind im allgemeinen schwerer als Warmfrontgewitter und wie diese in stratiforme Bewölkung eingelagert.

Liniengewitter, Squall lines

Manchmal bilden sich in einer Warmluftmasse vor einer Kaltfront linienförmige Aneinanderreihungen von Gewitterzellen aus, die mit heftigen Windböen einbrechen und darum *Böenfront* oder *Böenlinie* (engl. squall line) genannt werden. Voraussetzung für ihre Entstehung ist eine potentiell labile Schichtung, die dann durch vertikale Hebungsprozesse in wirkliche Labilität umgewandelt wird und zunächst zur Ausbildung einzelner, bald aber zahlreicher Gewitterzellen führt, die sich bevorzugt linienförmig parallel zur Kaltfront anordnen.

Im einzelnen setzt die Entstehung von Squall lines voraus:

- Advektion feuchter Warmluft in den unteren Schichten
- Abkühlung in mittleren und höheren Schichten
- Hohe Feuchte in den unteren und höheren Schichten, dazwischen eine trockene Schicht im mittleren Niveau
- Bodenkonvergenz und Höhendivergenz.

Alle oben aufgeführten Bedingungen wirken labilisierend. Besonders die 3. Bedingung scheint eine notwendige Voraussetzung für die Entstehung einer Squall line zu sein. Eine Trockenschicht über feuchter Luft ist häufig mit potentieller Labilität verbunden, weil trockene Luft eine wesentlich geringere pseudopotentielle Temperatur besitzt als feuchte (s. dazu Kapitel 7.5.7 und Abb. 7.6). Durch ihre horizontalen und vertikalen Luftströme erzeugen die anfänglichen Gewitterzellen ein eigenes frontähnliches Temperatur- und Druckfeld, wodurch Zirkulationen eingeleitet werden, die das Entstehen immer wieder neuer Gewitterzellen fördern.

Unter dem Gewitter entsteht in der unter Kapitel 8.9.3 näher geschilderten *Downdraft-Kaltluft* ein kleines Gewitterhoch. An der Vorderseite dieser Kaltluft bildet sich eine Gewitterkaltfront aus. Sie ist gekennzeichnet durch eine Linie plötzlich einsetzenden starken Druckanstiegs, die im Barogramm durch eine Böennase markiert wird. Sie ist gleichzeitig mit einer heftigen Windböe verbunden. Dem Hoch folgt quasi im Sog des Gewitters ein kleines Tief.

Die besonders auf der Vorderseite der Gewitterzelle einbrechende Gewitterkaltluft ergibt den Mechanismus, der die Konvergenz entlang dem vorderen Rand der Gewitterlinie und das Aufsteigen der Warmluft erhält, so daß eine einmal entstandene Squall line ein Eigenleben gewinnt, sich zunehmend von der Kaltfront entfernt und quer durch den Warmsektor zieht.

Squall-lines findet man nicht nur vor Kaltfronten, sondern auch als postfrontale Böenlinien unmittelbar vor einem kalten Höhentrog und der Bodentroglinie. Diese Troglinie ist nicht selten mit einer Schauer- oder Gewitterfront verbunden, gewinnt aber kein Eigenleben im Sinne der präfrontalen Böenlinie. Ihre Wettererscheinungen sind auch weniger heftig und intensiv.

In sommerlichen Kaltlufttropfen, die von Natur aus labil sind, findet man nicht selten Konvergenzlinien, die ebenfalls mit linienförmig angeordneten Gewittern verbunden sind.

Die Konvergenzzone mit den häufigsten und ausgedehntesten

Gewittern ist die *Innertropische Konvergenzzone* (ITCZ). Besonders über den tropischen Landgebieten treten ausgedehnte Gewitterherde auf. Ihre Amboßcirren vereinigen sich in zusammenhängenden Cirrusschirmen von vielen hundert Kilometern Durchmesser, den sogenannten *Cloudclusters* (Wolkentrauben).

8.9.3 Entwicklungsstadien einer Gewitterzelle

Man unterscheidet drei Entwicklungsstadien einer einzelnen Gewitterzelle (s. Abb. 8.11):

Das Cumulus- oder Aufbau- oder Jugendstadium

In diesem Stadium herrscht im gesamten Zellinnern nur Aufwind, der von den Randzonen zur Mitte hin und von der Basis zum Gipfel zunimmt. Der Zellendurchmesser beträgt etwa 2 km – 8 km. Die Aufwinde erreichen Maximalwerte bis zu 30 m/s. Das Innere der Zelle ist wärmer als die Randzonen und die Umgebung, weshalb die Isothermen zur Mitte hin hochgewölbt sind. Das Ansaugen der Luft erfolgt nicht nur durch die Basis der Zelle, sondern durch die seitliche Begrenzung des wachsenden Cumulus.

Diese seitliche Luftzufuhr spielt für das Wachstum der Zelle eine entscheidende Rolle, da die auf diese Weise zugeführte Luftmenge beträchtliche Werte annimmt. Mit diesem Entrainment wird der Zelle Energie entzogen (vergl. Kap. 7.6.6). Wächst dagegen die Zelle an einer älteren an, dann wird wasserdampfgesättigte Luft zugeführt und daher keine Energie entzogen.

Daraus folgt, daß die erste Zelle bis zur Reife wegen der trockenen Umgebungsluft die längste Zeit benötigt und jede daran anwachsende Zelle rascher wächst und höhere Obergrenzen erreicht.

Es fällt noch kein Niederschlag aus diesen jungen Zellen, deren Obergrenzen in Europa im Sommer bei 6000 m (20 000 ft) liegen. Die Dauer des Jugendstadiums läßt sich nur annähernd angeben und beträgt nach H. ISRAËL ca. 10 – 15 Minuten.

Das Reifestadium

In dieser Phase hat die Wolkenobergrenze im Sommer unserer Breiten annähernd 9 km erreicht; sie kann in extremen Fällen noch höher emporquellen. In den Tropen liegen die Gipfelhöhen entsprechend der höheren Lage der Tropopause bei 16 km bis 20 km.

Oberhalb der -35°C -Isotherme ist die Wolke fast vollständig vereist. Der obere Eisteil wächst durch das dort stattfindende Ausströmen der aufsteigenden Luft nach allen Seiten über die Basiswolken hinaus und bildet einen Eisschirm. Bei Windzunahme mit der Höhe wird dieser Eisschirm in Windrichtung weiter über die Wolke hinausgetragen und nimmt eine Amboßform (incus) an. Stärkere Entrainment-Zellen in der Wolke bilden durch Verdunstung der Wolkentropfen und der damit verbundenen Abkühlung Kaltluftkörper, welche in der Wolke beschleunigt absinken und so unregelmäßige Abwindzonen einleiten. In dieser Phase beginnt gleichzeitig eine starke Niederschlagsbildung in der Wolke. Die rasch an Zahl und Größe zunehmenden festen Niederschlagsselemente, welche anfangs noch vom Aufwind getragen werden, beginnen besonders in den Entrainmentabwindzonen auszufallen. Durch den fallenden Niederschlag wird die Luft mitgerissen, der Aufwind gebremst und der Abwind verstärkt. Es entstehen allmählich zusammenhängende Entrainment- und Abwindströme (Downdrafts).

Die kalte Niederschlagsluft bleibt auch unterhalb der Cb-Untergrenze durch die Verdunstung des Niederschlages gesättigt. Ihre Temperatur nimmt darum abwärts nicht trockenadiabatisch zu wie die Temperatur der trockenen Umgebungsluft, sondern nur feuchtadiabatisch.

Am Boden ist dementsprechend der Temperaturunterschied zwischen der auf der Vorderseite einfließenden Warmluft und der herabfallenden Niederschlagsluft um so größer, je höher die Wolkenuntergrenze liegt. Bei Hagelfall kommt eine zusätzliche Abkühlung durch den Verbrauch von Schmelzwärme hinzu. Der Fallwind wird am Boden in die Horizontale umgelenkt. Er macht sich in einer starken Windböe mit einer plötzlichen Richtungsänderung bemerkbar. Gleichzeitig registriert man einen scharfen Druckanstieg und einen Temperatursturz. In der Scherungszone zwischen der herabfallenden und sich am Boden ausbreitenden Gewitterkaltluft und der darüber in die Gewitterzelle aufsteigenden Warmluft auf der Gewittervorderseite bildet sich manchmal eine um eine horizontale Achse rotierende Rotorwalze aus, die dann als dunkler Wolkenbogen (arcus) oder *Böenkragen* vor der Hauptgewitterzelle heranrollt.

Der ausfallende Niederschlag bewirkt also eine Zweiteilung des Cb in einen Aufwindsektor (häufig als Vorderseite bezeichnet) und einen Abwindsektor (Rückseite). Die Aufwindgeschwindigkeit erreicht in Europa zwischen 3 km und 7 km ihre Maximalwerte, die häufig 15 m/s – 25 m/s betragen, aber bis auf 30 m/s – 40 m/s ansteigen können. Mit wachsendem Aufwind können auch größere Niederschlags-elemente getragen werden. Das ist von besonderer Bedeutung im Hinblick auf den Hagel, der in jedem Gewitter angetroffen werden kann.

Der Abwind beginnt in der Höhe, etwa im Niveau der -20° -Isotherme, was in Europa einer Höhe von etwa 7 km entspricht. Die Abwindgeschwindigkeit im *Downdraft* erreicht ihre Höchstwerte im unteren Teil der Wolke, besonders nahe der Wolkenbasis.

Die Auf- und Abwindschloten (englisch: up drafts und down drafts) sind große vertikale Luftströme, die sich über einige km erstrecken. Ihre horizontalen Abmessungen können den gesamten Zellendurchmesser erfassen.

Im Bereich der Scherung zwischen den Auf- und Abwindschloten einerseits und durch konvektive Aktivität andererseits entstehen sogenannte *gusts*, das sind unregelmäßige, zufällige, plötzliche und kurze Bewegungen, deren Durchmesser zwischen wenigen Zentimetern und mehr als 100 Metern variieren. Gerade der Abwind- oder Niederschlagssektor zeigt diese *gusts* besonders deutlich im Bereich des Mischniederschlags, also im Temperaturbereich zwischen etwa 0°C und -20°C . Dieser Bereich ist fliegerisch der kritischste im Cumulonimbus, da hier das Abwindmaximum, Graupel- und Hagelfall, schwere Vereisung, starke Turbulenz und stärkste elektrische Aufladung des Flugzeuges zusammenfallen.

Die nach allen Seiten auseinanderfließende Gewitterkaltluft unterbindet mehr und mehr den Nachschub feuchtwarmer Luft durch die Wolkenbasis, schwächt also in zunehmendem Maße den Aufwind ab, und der Niederschlag breitet sich über die gesamte Basis aus. Damit ist das Ende des Reifestadiums erreicht, und die Zelle beginnt abzusterben. Die Dauer des Reifestadiums beträgt etwa 25 – 30 Minuten.

Das Auflösungs- oder Altersstadium

Dieses Stadium wird dann erreicht, wenn die Abwinde sich über den ganzen unteren Teil der Zelle ausgebreitet haben und die nur noch nahe der Wolkenobergrenze vorhandenen Aufwinde unbedeutend geworden sind. Der Starkniederschlag ist in einen gleichmäßigen leichten Niederschlag übergegangen, die Wolke regnet sich aus.

Gleichzeitig ist die für konvektive Vorgänge typische „Blumenkohlstruktur“ der Zelle verlorengegangen. Im Gegensatz zum Jugendstadium sind jetzt die Isothermenflächen zur Mitte der Zelle hin nach unten durchgebogen. Wählt man das

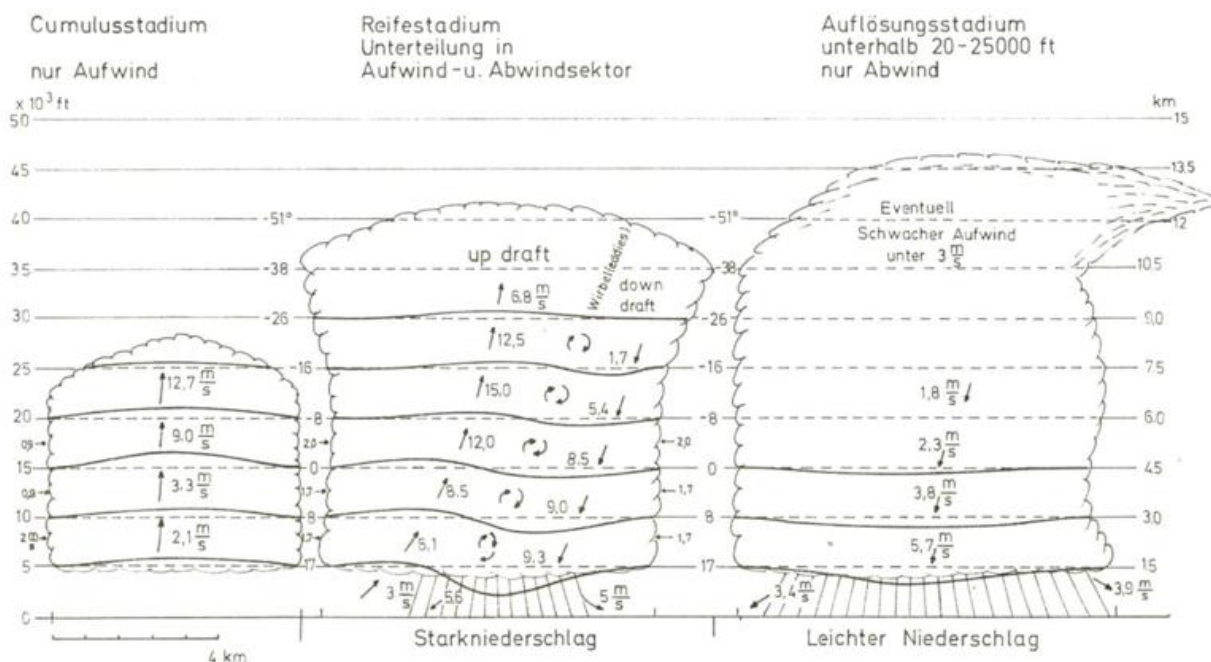


Abb. 8.11
Entwicklungsstadien eines Gewitters (nach BYERS und BRAHAM), räumliche Ausdehnung gilt für subtropische Gewitter

Verschwinden des Aufwindes in der Zelle als das Ende des Altersstadiums, so erhält man eine mittlere Dauer von 30 Minuten.

8.9.4 Die Gewitterelektrizität

8.9.4.1 Das elektrische Schönwetterfeld der Erde

Im Mittel herrscht an der Erdoberfläche eine zur Erde gerichtete elektrische Feldstärke von etwa 120 V/m. Mit zunehmender Höhe nimmt die Feldstärke rasch ab. In 1 km – 2 km Höhe beträgt sie noch 60 V/m und in 6 km – 7 km nur noch 12 V/m. Nach den Gesetzen der Elektrostatik folgt hieraus: Die Erde ist als Ganzes negativ geladen. In der sie umgebenden Lufthülle befinden sich räumlich verteilte positive Ladungen.

Diese in der Luft bis 10 km enthaltene positive Raumladung kompensiert die negative Ladung der Erde bis auf wenige Prozent. Mit wachsender Höhe nimmt außerdem die Leitfähigkeit der Luft rasch zu, da durch die UV-Strahlung der Sonne in zunehmendem Maße Ionen erzeugt werden. Das Produkt aus Feldstärke und Leitfähigkeit der Luft, welches ein Maß für den Vertikalstrom ist, bleibt dabei konstant. Das bedeutet aber, daß nicht das durch positive Raumladung und negative Erdladung erzeugte Feld den Antrieb für diesen Vertikalstrom liefern kann. Es muß vielmehr in größerer Höhe eine sehr gut leitende Schicht als Gegenelektrode zur Erdoberfläche vorhanden sein. Nach heutiger Auffassung liegt diese Schicht in knapp 100 km Höhe (unterste Ionosphäre).

Diese hochleitfähige Schicht und die Erde bilden zusammen einen Kugelkondensator, zwischen dessen Belägen ein Spannungsunterschied von 250 kV besteht.

Wegen der in der Atmosphäre vorhandenen positiven und negativen Ionen (erzeugt durch radioaktive und kosmische Strahlung) fließt zwischen den beiden Belägen des Kugelkondensators dauernd ein Strom von ca. 1500 A. Dieser Strom würde in etwa 1/2 Stunde zum Ladungsausgleich führen, also

das lufterlektrische Feld zusammenbrechen lassen, gäbe es keinen Prozeß, der für einen entgegengesetzten Transport der Ladungen sorgen würde.

Dieser Ausgleichsprozeß wurde in den Gewittern gefunden. Messungen unter und über Gewittern ergaben einen Dauerstrom von 1 A pro Gewitter, entgegengesetzt zum Schönwettervertikalstrom, was bei rund 1500 gleichzeitig auf der Erde tätigen Gewittern ausreicht, das elektrische Feld der Erde aufrechtzuerhalten. Aus dieser Sicht sind Gewitter riesige Generatoren.

8.9.4.2 Ladungsverteilung im Cb und Elektrisierungsprozesse

Die Abbildung 8.12 zeigt den elektrischen Aufbau eines Gewitters. Die angegebene Ladungsverteilung ist stets in Gewitterwolken anzutreffen. Die beiden Hauptladungszentren liegen bei Temperaturen weit unter 0°C. Das Nebeneinander von festen und flüssigen Niederschlags-elementen ist offensichtlich von maßgebender Bedeutung.

Während die Stärke der Raumladungen sehr unsicher ist, steht fest, daß der entscheidende Elektrisierungsprozeß mit der Bildung und dem Transport von Niederschlag in fester und flüssiger Form einsetzt.

Für den Elektrisierungsprozeß kommen u.a. folgende Vorgänge in Frage (Auswahl aus einer Vielfalt möglicher Erscheinungen):

- Werden Tropfen durch einen Luftstrom zerblasen, so sind der größere Resttropfen positiv und die kleineren Tröpfchen negativ geladen. Diese Erscheinung wird Lenard-Effekt oder auch Wasserfallelektrizität genannt. Eine hierauf allein aufbauende Gewittertheorie ergibt eine Wolke falscher Polarität, d. h. mit negativer Ladung nach oben. Wohl aber kann man mit ihrer Hilfe das positive Raumladungszentrum Q_3 und den gelegentlich beobachteten positiv geladenen Regen erklären.

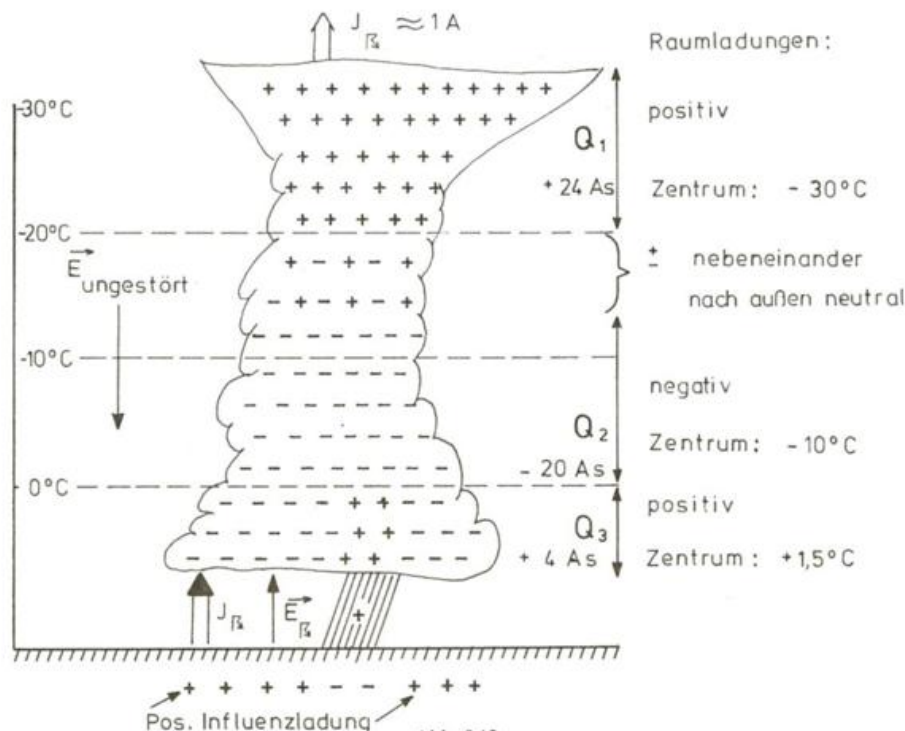


Abb. 8.12
Raumladungen in einer Gewitterwolke

- FARADAY stellte bereits in der Mitte des vorigen Jahrhunderts fest, daß sich Eis beim Anströmen mit feuchter Luft positiv auflädt (Prozeß der Anreifung).
- An der Grenzschicht zwischen Eis und Wasser treten zwischen beiden Phasen erhebliche Spannungsdifferenzen auf. Durch Trennung beider Phasen kann es zu starker Ladungsbildung kommen. Wächst ein Graupelkorn durch Aufprallen und Zerspritzen von Wolkentropfen bei negativen Temperaturen zu einem Hagelkorn an, so lädt sich dieses immer stärker positiv auf, während der negative Wasserstaub vom Aufwind nach oben getragen wird (Faraday-Sohnke-Effekt).
- Gerät das Hagelkorn beim Ausfallen in Schichten mit positiven Temperaturen, so umgibt es sich mit einer Wasserhülle, die durch die Strömung abgerissen werden kann und so zu einer positiven Raumladung führt. Der Niederschlag behält einen Rest positiver Ladung, die er zur Erde mitnimmt.
- Ferner stellt man fest, daß sich ein vergraupelnder Körper bei geringer Unterkühlung der Tröpfchen positiv und bei starker Unterkühlung (rasches Gefrieren!) negativ auflädt. Dieser Vergraupelungseffekt ist etwa tausendmal wirkungsvoller als der Anreifungseffekt.
- Auf die in der Atmosphäre immer vorhandenen Ionen übt das elektrische Feld der Erde eine Kraft aus, so daß sich die positiven Ionen (Sinkionen) erdwärts bewegen. C. T. R. WILSON (1929) beobachtete an einem in der Atmosphäre befindlichen, elektrisch geladenen leitenden Tropfen, daß durch Influenzwirkung auf diesem eine Ladungsverschiebung eintritt. Er wird polarisiert (d. h. er besitzt nunmehr einen positiven und negativen Pol). Solange der Tropfen schwebt, treffen auf ihn gleichviel positive und negative Ionen auf; er bleibt insgesamt elektrisch neutral. Ein fallender Tropfen nimmt dagegen mehr negative Steigionen als Sinkionen auf. Der Wilson-Prozeß liefert damit eine Wolke der richtigen Polarität, denn der Tropfen transportiert bei seinem Fall negative Ladung gegen das ungestörte Erdfeld nach unten. Nachteilig ist jedoch, daß der Wilson-Prozeß nur auf flüssige, leitende Wolkenpartikeln anwendbar ist.
- Gefrieren kleine Tröpfchen von 0,003 mm bis 1,0 mm Radius, so zerspringt häufig die anfangs entstehende dünne äußere Eiskruste. Hierbei springen kleine, positiv geladene Eissplinter ab, die schon von sehr schwachen Aufwinden nach oben getragen werden, während der Rest negativ geladen zurückbleibt.
- Reiben Eisteilchen aneinander, so führt dies zur Aufladung (Reibungselektrizität). Nach SIMPSON und SCRASE soll sich das Eis negativ und die umgebende Luft positiv aufladen. Durch weiteres Wachstum sinken die Eisteilchen ab, wodurch es wieder zu einer Ladungstrennung mit richtiger Polarität der Wolke kommt.

Welcher der genannten Vorgänge maßgeblich zum Aufbau des Gewittergenerators führt, kann zur Zeit noch nicht gesagt werden. Der entscheidende Prozeß müßte dann die folgenden Bedingungen gleichzeitig erfüllen:

- Der Elektrisierungsprozeß muß zu dem in Abbildung 8.12 dargestellten Ladungsaufbau führen.
- Der Prozeß muß bei negativen Temperaturen arbeiten können und das Zusammenwirken von flüssigem und festem Niederschlag einbeziehen.

- Der Prozeß muß in einem Gewitter einen Nutzstrom (im Hinblick auf die Erhaltung des Erdfeldes) in Höhe von rund 1 A liefern können.

Wahrscheinlich werden mehrere der genannten Elektrisierungsvorgänge neben- und übereinander wirksam sein und nicht nur ein einzelner.

8.9.4.3 Entladungsprozesse, Blitz und Donner

Betrachten wir das Gewitter als Generator zur Aufrechterhaltung des luftelektrischen Feldes, so stellen die sichtbaren und unsichtbaren Entladungen „Kurzschlüsse“ der Maschine dar.

Zur Ausbildung eines Blitzes im homogenen Feld in trockener Luft normaler Dichte ist eine Feldstärke von 30 kV/cm erforderlich. Diese Feldstärke wird als Durchbruchfeldstärke E_D bezeichnet. Die bei Gewittern beobachteten Feldstärken liegen aber nur in der Größenordnung von Dekka- und Hektovolt pro Zentimeter, also rund 10^{-2} bis $10^{-3} E_D$. Wenn diese Durchbruchfeldstärke erreicht ist, kommt es zur Entladung, die als Blitz sichtbar wird. Auswertungen von Blitzphotographien zeigen, daß sich der Blitz von oben nach unten in Ruckstufen vorarbeitet. Es wird zunächst ein schwacher Blitz beobachtet, der nach kurzer Wegstrecke endet. Der nachfolgende Blitz verlängert den Entladungskanal, wobei jedes Verlängerungsstück lichtstärker als das vorhergehende ist. Die Länge eines solchen Abschnittes beträgt 10 m – 50 m, gelegentlich auch mehr. Die Geschwindigkeit, mit welcher der Entladungskopf vordringt, beträgt etwa 10^5 m/s. In diesem Kanal erfolgt die Hauptentladung von unten nach oben. Sehr häufig werden nach kurzer Pause weitere Entladungen im gleichen Kanal festgestellt.

Bei der Hauptentladung erreicht die Blitzstromstärke in wenigen 10^{-6} s ihren Maximalwert. Mittlere Maxima liegen bei 20000 A, es wurden aber auch Höchstwerte von einigen 10^5 A beobachtet. Während der Hauptentladung beträgt der Kanaldurchmesser etwa 4 cm, jedoch nirgends mehr als 10 cm. Spektroskopisch bestimmte Mitteltemperaturen im Entladungskanal ergaben während der Hauptentladungsphase Werte von 25000 °C – 30000 °C, wobei die Spitzentemperaturen noch einige 10^3 Grad höher liegen. Die von einem Blitz transportierte Elektrizitätsmenge ist gering. Sie beträgt etwa 2 As und steigt in kräftigen Gewittern auf 20 As. Obwohl die Energie eines Blitzes nur rund 250 kWh beträgt, ist seine Leistung jedoch wegen der kurzen Entladungszeit mit 3 bis $4 \cdot 10^9$ kW sehr groß.

Man unterscheidet *Erdblitze* zwischen Wolke und Erde, *Wolkenblitze* innerhalb einer Wolke oder zwischen verschiedenen Wolken und *Luftentladungen*, die von einer Gewitterwolke in den Luftraum gerichtet sind, ohne dabei den Erdboden zu erreichen.

Neben diesen Linien- und Flächenblitzen gibt es noch die Form des *Kugelblitzes*. Über seine Entstehung und Beschaffenheit gibt es noch keine befriedigenden Erkenntnisse. Es soll sich dabei um eine glasig-durchsichtige, in allen Farben des Spektrums leuchtende Erscheinung von kugel- bis birnenförmiger Gestalt und unterschiedlichem Durchmesser (bis zu 20 cm) handeln. Diese Leuchterscheinung bewegt sich nur sehr langsam (bis zu mehreren m/s) und vermutlich ohne Gesetzmäßigkeit. Sie hat eine kurze Lebensdauer, teils sind es nur Bruchteile einer Sekunde, und löst sich entweder geräuschlos oder mit einem Knall auf.

Durch die enorme Erhitzung der Luft im Entladungskanal dehnt sich diese explosionsartig aus und erzeugt eine Schall-

welle, die sich mit Schallgeschwindigkeit ausbreitet. Die Überlagerung der Echos des Explosionsknalles von Wolken und Erdoberfläche ergibt den *Donner* bzw. das *Donnerrollen*. An der Klangfarbe des Donners kann man auf die Entfernung der elektrischen Entladung Rückschlüsse ziehen. So werden Entladungen in unmittelbarer Nähe nur als Zischen wahrgenommen. Mit zunehmender Entfernung geht das Donnergeräusch vom metallischen Klang in ein dumpfes Grollen über, was durch Echos noch verstärkt werden kann. Das Zeitintervall zwischen Aufleuchten des Blitzes und dem Einsetzen des Donners kann zur Entfernungsschätzung des Gewitters benutzt werden. Die Schallgeschwindigkeit von 330 m/s multipliziert mit diesem Zeitintervall in Sekunden ergibt die Entfernung des Blitzkanals in Meter.

Den Widerschein elektrischer Entladungen in so großer Entfernung, daß der Donner nicht mehr hörbar ist, nennt man *Wetterleuchten*. Dieses Aufleuchten am Horizont oder der Widerschein an horizontnaher Bewölkung ist zwangsläufig nur während der Dunkelheit zu beobachten.

Eine stille elektrische Entladung in Form von Büscheln oder Glimmlicht an Spitzen und Kanten aufragender Gegenstände ist das *St.-Elms-Feuer*. Es ist vorwiegend im Gebirge oder an der See zu beobachten, wenn der luftelektrische Potentialgradient in Bodennähe sehr groß ist (etwa 10^5 V/m); das ist immer dann der Fall, wenn bereits Gewitter auftreten oder in Kürze auftreten werden und gleichzeitig eine sehr hohe relative Feuchte herrscht.

Eine Leuchterscheinung in den höheren Schichten der Atmosphäre, die durch elektrisch geladene Teilchen im Magnetfeld der Erde erzeugt wird, ist das *Polarlicht*. Es wird auf der Nordhemisphäre auch *Nordlicht* genannt und ist vorwiegend in den höheren Breiten zu beobachten. Es tritt in Form von Bögen, Bändern, Draperien oder Vorhängen auf.

8.10 Trombe und Tornado

Tornado ist der amerikanische Name für Großtrombe. Diese ist eine Begleiterscheinung des Cumulonimbus (Cb tuba). Nach dem internationalen Wolkenatlas ist die Trombe wie folgt definiert:

„Die Trombe ist ein oft sehr heftiger Wirbelwind, der sichtbar wird durch einen aus der Basis einer Cumulonimbus-Wolke herausragenden Wolkenschlauch oder Wolkenrichter, sowie ein büschelartiges Gebilde aus Wassertröpfchen, Staub, Sand oder sonstigen Gegenständen, die von der Meeresoberfläche bzw. vom Erdboden hochgerissen werden.“

Der Tornadoschlauch wächst aus der Gewitterwolke abwärts zum Boden. Anfangs hängt er ziemlich senkrecht nach unten, sein Durchmesser schwankt zwischen einigen Metern und Hektometern mit einem Mittelwert um 250 m.

Der Durchgang eines Tornados ist mit plötzlichem Druckfall von 50 hPa bis 100 hPa verbunden. Dieses starke Druckgefälle auf dem geringen Abstand zwischen dem Zentrum und dem Rand des Tornados bedeutet eine gewaltige Kraft, welche die Luftquanten nach innen beschleunigt einfließen läßt. Wenn sie vorher nur minimal rotieren, wächst nach dem Drehimpulssatz ($r \cdot v = \text{const}$) mit Abnahme des Abstandes r die tangentielle Windgeschwindigkeit v bis zu der Größenordnung von 100 m/s an. Exakte Messungen liegen nicht vor, weil kein Windmeßgerät bisher dem damit verbundenen Winddruck widerstanden hat.

Wenn ein Tornado über ein Gebäude hinwegzieht, fällt der Außendruck so plötzlich, daß der Innendruck nicht gleich folgen kann. Es kommt zu einem derartig starken Überdruck im Inneren, daß die Dächer davonfliegen und die Gebäude quasi explodieren. Den Rest der Zerstörung besorgt der Sturmwind.

Der Zerstörungsweg eines Tornados ist im Mittel 5 km bis 10 km lang und beträgt häufig weniger als 1 km, im Extremfall aber auch bis zu 300 km. Das ergibt bei Zuggeschwindigkeiten von 50 km/h bis 100 km/h Lebenszeiten von wenigen Minuten bis zu einigen Stunden. Die Breite des Verwüstungsstreifens beträgt meist nur wenige 100 m.

Die genauen Entstehungsursachen von Tornados sind noch nicht endgültig erforscht und lassen sich wegen der Kleinräumigkeit, der Plötzlichkeit ihres Auftretens und ihrer kurzen Lebensdauer auch nicht messend erfahren. Weil sie im Zusammenhang mit Gewittern und Gewitterwolken auftreten, müssen dieselben synoptischen Bedingungen erfüllt sein wie für diese Wetterereignisse, nämlich starke potentielle Labilität und Hebungsprozesse zur Umwandlung der potentiellen in echte Labilität.

Wenn in einer Gewitterwolke an irgend einer Stelle durch erhöhte Labilität sehr heftige Vertikalbewegungen eingeleitet werden, dann müssen die dort emporschießenden Luftmassen durch die von allen Seiten konvergierende Luft ersetzt werden. Diese gerät, wenn sie nur geringe Anfangsrotation besitzt, ähnlich wie das Wasser beim Badewannenwirbel mit Annäherung an das Zentrum in immer schnellere Rotation. Die damit zunehmenden Zentrifugalkräfte schließen das System seitlich ab, so daß nur von unten Luft nachströmen kann. Dadurch wächst der Tornadoschlauch allmählich von der Wolkenbasis abwärts bis zum Erdboden. Die Zentrifugalkräfte bewirken außerdem die Druckerniedrigung im Tornadokern. Die zum Druckminimum konvergierenden Luftquanten erfahren durch adiabatische Expansion eine Abkühlung, die zur Kondensation des Wasserdampfes führt und als Wolkenschlauch sichtbar wird.

Tornados sind Erscheinungen sehr warmer Luftmassen mit extrem hohem Wasserdampfgehalt in den unteren Schichten. In Mitteleuropa sind sie selten. Im Süden der USA sind Tornados wesentlich häufiger. In über 90% aller Fälle kommen Tornados im Zusammenhang mit Squall lines und Kaltfrontgewittern vor.

Mit den Tornados verwandt sind die Tromben, die als Wind- oder Wasserhose auch bei uns vorkommen, aber meist harmloser Natur sind.

8.11 Vieljährige Niederschlagssummen

Das in der Meteorologie gebräuchliche Maß für die Niederschlagsmenge ist „mm Niederschlagshöhe“. Das ist die Höhe, die der gefallene Niederschlag auf der Erdoberfläche in flüssiger Form annehmen würde, wenn kein Niederschlag abfließen, versickern oder verdunsten würde. Die Niederschlagshöhe von 1 mm pro Quadratmeter Fläche entspricht einer Niederschlagsmenge von 1 Liter pro Quadratmeter (1 l/m^2).

Die in einer Darstellung der mittleren jährlichen Niederschlagssummen der Erde (Abb. 8.13) sichtbar werdenden Niederschlags- und Trockenzonen werden hauptsächlich durch die Vorgänge der allgemeinen Zirkulation bestimmt. Man erkennt deutlich einen Gürtel maximaler Niederschlagsintensität in den tropischen Breiten, der weitgehend mit dem



Abb. 8.13
Mittlere jährliche Niederschlagssummen der Erde in Meter Niederschlagshöhe (nach BAUMGARTNER und REICHEL)

thermischen Äquator und der innertropischen Konvergenzzone zusammenfällt. In dieser Zone liegt auch das Niederschlagsmaximum der Erde von über 6000 mm an der kolumbianischen Pazifikküste und ein sekundäres Maximum von über 5000 mm auf Borneo in Indonesien. Auffallend ist die Ausweitung dieses Gürtels großer Niederschlagssummen weit nach Norden bis zum Himalaya in Indien und Hinterindien, eine Anomalie, die auf den indischen Sommermonsun zurückzuführen ist.

An den Tropengürtel schließen sich polwärts auf beiden Halbkugeln die Trockenzonen des subtropischen Hochdruckgürtels um 20 bis 30 Grad Breite an, die über den Kontinenten die großen Wüstengebiete der Erde bilden. Die Niederschlagsminima dieser Trockenzonen der Erde haben nicht nur über den Wüsten, sondern auch über den Ozeanen Werte von unter 100 mm.

Polwärts folgen auf beiden Halbkugeln der Erde die beiden niederschlagsreichen Westwindzonen der Nord- und Südpolarfront. Durch Stau sind in diesen Gebieten die westlichen Luvseiten der von Norden nach Süden verlaufenden Gebirgszüge, wie die Rocky Mountains in Nordamerika, die südchilenischen Anden in Südamerika, Island und die norwegischen Gebirge besonders bevorzugt, während die östlichen Leeseiten ein entsprechendes Defizit besitzen. Außerdem weisen die zentralen Gebiete der großen Kontinente in der Westwindzone von Nordamerika und Asien geringe Werte auf.

Die geringsten Niederschlagshöhen der Erde werden in den beiden Polargebieten gemessen, was auf den geringen Wasserdampfgehalt dieser Gebiete in den kalten und langanhaltenden Wintermonaten und auf das häufige Absinken der kalten Luftmassen in den beiden Polarhochs zurückzuführen ist. Um den Nordpol herum beträgt die mittlere Jahressumme weniger als 50 mm. Das absolute Minimum liegt in der zentralen Antarktis mit weniger als 25 mm.

In der Bundesrepublik Deutschland schwanken die jährlichen Niederschlagssummen zwischen weniger als 500 mm in Rheinhessen (481 mm in Alzey im Lee des Donnersberges) und etwa 2500 mm in den höchsten Gipfellagen der Alpen. Ganz allgemein sind die Werte sehr stark von der Höherhebung über der Umgebung abhängig. So weisen der Schwarzwald, der Harz, die Eifel, das Rothaargebirge, der Teutoburger Wald, der Bayerische Wald und der Böhmerwald Werte von über 1000 mm auf.

Niederschlagsarme Gebiete liegen grundsätzlich im Lee der Gebirge, d. h. bei der Hauptwindrichtung aus SW bis W auf ihre Ostseite. Das markanteste Trockengebiet liegt im westlichen Rheingraben im Lee des Donnersberges und der Haardt.

9 Allgemeine Zirkulation

Die Gesamtheit aller großräumigen Luftbewegungen auf der Erde wird als *Allgemeine Zirkulation* bezeichnet. Sie wird im folgenden beschrieben und hinsichtlich ihrer Energetik behandelt. Dabei liegt der Schwerpunkt der Beschreibung auf den Verhältnissen der Nordhalbkugel.

9.1 Mittlerer Luftdruck- und Windverteilung in Bodennähe

Betrachtet man zunächst die Verhältnisse in Bodennähe und in der unteren Troposphäre, so findet man eine zonenmäßige Einteilung mit etwa breitenkreisparalleler Anordnung (vgl. Abb. 9.1 und 9.2).

Nach der mittleren Luftdruckverteilung kann man vier Luftdruckgürtel unterscheiden:

- die äquatoriale Tiefdruckrinne im Bereich des thermischen Äquators bei 10° bis 15°N im Nordsommer und 5°S im Nordwinter,
- den subtropischen Hochdruckgürtel bei 25° bis 40°N und 26° bis 35°S, aufgespalten in mehrere Hochdruckzellen (z.B. Azorenhoch),
- die subpolare Tiefdruckzone zwischen 50° und 70° Breite mit dem Islandtief und dem Aleuten-Tief als Hauptaktionszentren auf der Nordhalbkugel,
- die polare Hochdruckzone zwischen 70° und 90° Breite.

Dieser Druckverteilung entsprechen folgende Gleichgewichtswinde:

- Östliche Winde (*Passate*) zwischen subtropischem Hochdruckgürtel und äquatorialer Tiefdruckrinne. Sie weisen außer dem zonalen Anteil eine deutliche Komponente in Richtung Äquator auf und wehen als Nordostpassat auf der Nordhalbkugel, als Südostpassat auf der Südhalbkugel.
- Westliche Winde zwischen 30° und 60° Breite (Westwindzone der gemäßigten Breiten).
- Östliche Winde polwärts von 60° Breite (polare Ostwinde)

Diese mittlere Verteilung ist stark von der Land- Meer-Verteilung abhängig und außerdem größeren jahreszeitlichen Schwankungen unterworfen. Allgemein gilt, daß die geschilderten Druck- und Windsysteme sich vom Winter zum Sommer verschieben und umgekehrt. Die gravierendste jahreszeitliche Änderung beim Übergang vom Winter zum Sommer vollzieht sich in den niedrigen Breiten der Nordhalbkugel. Durch die immer stärker werdende Aufheizung der Landmassen verlagert sich der thermische Äquator über Afrika und Südasien weit nach Norden. Damit verbunden wird dort der hohe Druck immer mehr abgebaut, und es entstehen riesige Hitzetiefdruckgebiete mit dem tiefsten Druck über Arabien, Iran und Nordindien. An der äquatorwärtigen Flanke dieser Tiefdruckgebiete stellen sich westliche Winde ein, im allgemeinen mit einer Komponente aus Süd.

Der charakteristische Windwechsel zwischen östlichen Passatwinden im Winter und westlichen Winden im Sommer wird als *Monsun* bezeichnet. In Indien und Südasien werden mit dem Südwestwind feuchte Luftmassen vom Indischen Ozean landeinwärts transportiert; sie verursachen als *Sommermonsun* z. T. äußerst ergiebige Niederschläge.

Bemerkenswert für die Verhältnisse im Winter ist die starke ausstrahlungsbedingte Auskühlung der Kontinente, so daß sich der polare Kältepol der Nordhalbkugel nach Sibirien oder dem nördlichen Kanada verlagert. Damit verbunden bilden sich dort ausgedehnte flache Kältehochdruckgebiete, von denen das Hoch über Sibirien am stärksten ausgebildet ist.

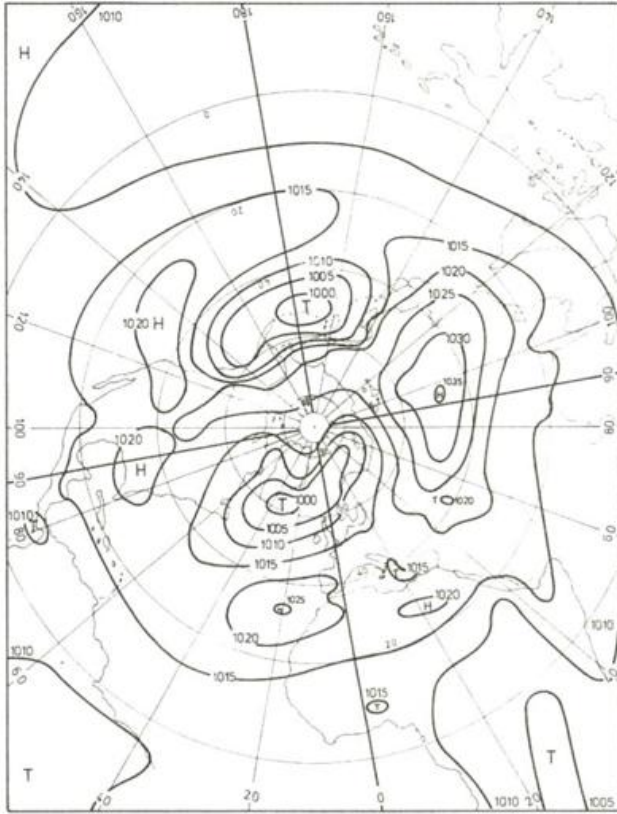


Abb. 9.1
Mittlere Luftdruckverteilung im Meeresniveau im Januar (1931 – 1960, nach SCHERHAG)

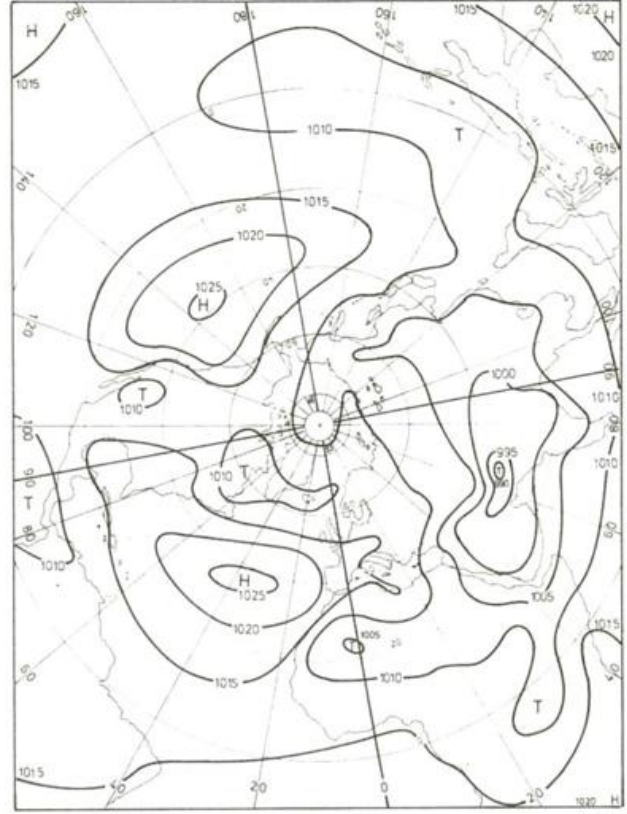


Abb. 9.2
Mittlere Luftdruckverteilung im Meeresniveau im Juli (1931 – 1960, nach SCHERHAG)

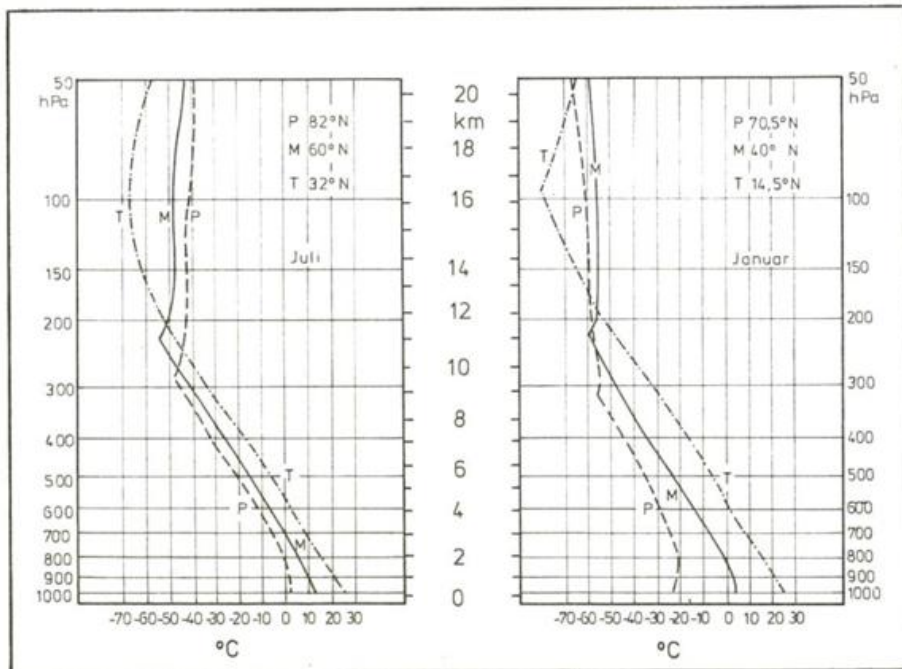


Abb. 9.3
Mittlere vertikale Temperaturverteilung in den drei Hauptluftmassen im Sommer und Winter (P Polarluft, M gemäßigte Luft, T Tropikluft)

9.2 Hauptluftmassen und Frontalzonen

Charakteristisch für die hemisphärische Temperaturverteilung ist, daß der große meridionale Temperaturunterschied zwischen dem Wärmeüberschußgebiet in Äquatornähe und dem Wärmefizit am Pol nicht gleichmäßig verteilt ist. Man findet vielmehr größere Räume, die von relativ einheitlich temperierter Luft erfüllt sind, getrennt durch mehr oder weniger schmale Übergangszonen, in denen der Temperaturkontrast konzentriert erscheint.

Die Luftmengen etwa einheitlicher Temperatur werden als Luftmassen, die Übergangszonen zwischen ihnen als Fronten, bzw. Frontalzonen bezeichnet.

Entsprechend der Abbildung 9.11, die später in diesem Kapitel noch eingehender besprochen wird, kann man hemisphärisch drei Hauptluftmassen unterscheiden:

- Die kalte und zumeist trockene *Polarluft*, die aus dem Wärmefizitgebiet der polaren Antizyklonen stammt,
- die warme und zumeist feuchte *Tropikluft*, die in der Passatregion entsteht und
- eine mittlere, in ihren Eigenschaften stark variable Luftmasse, die als *gemäßigte Luft* bezeichnet wird und charakteristisch für die Westwindzone der mittleren Breiten ist.

Diese drei Luftmassen sind alle nur schwach baroklin, weisen also nur geringe horizontale Temperaturunterschiede auf (vgl. Kap. 6.7.3). Sie werden getrennt durch die beiden stark baroklinen Frontalzonen der *Polarfront* - zwischen Polarluft und gemäßigter Luft - und der *Subtropikfront* - zwischen gemäßigter Luft und Tropikluft. In der mittleren Troposphäre schwankt die mittlere Position der Polarfront jahreszeitlich bedingt zwischen 40° und 70° Breite, die der Subtropikfront zwischen 30° und 45° Breite.

Aus Abbildung 9.11 ist allerdings ein prinzipieller Unterschied zwischen Polarfront und Subtropikfront zu erkennen. Während der Temperaturkontrast zwischen Polarluft und gemäßigter Luft zumeist durch die ganze Troposphäre hindurch gut ausgeprägt in Erscheinung tritt und häufig in Bodennähe besonders groß ist, ist der Unterschied zwischen gemäßigter Luft und Tropikluft nur in der oberen Troposphäre fronthaft konzentriert, während in Bodennähe normalerweise keine deutliche Luftmassengrenze auszumachen ist. Diese Unterschiede gehen auf die unterschiedliche Zirkulationsform in den betreffenden Gebieten zurück (vgl. Kap. 9.5.1 und 9.5.2).

In Abbildung 9.3 ist die mittlere vertikale Temperaturverteilung in den drei Hauptluftmassen auf der Nordhalbkugel für Januar und Juli wiedergegeben. Man sieht, daß der Temperaturunterschied zwischen benachbarten Luftmassen in der Troposphäre im Sommer 5°C bis 10°C beträgt, während er im Winter wesentlich größer ist und in Bodennähe 20°C überschreitet. Auf der Südhalbkugel sind die Temperaturkontraste insgesamt größer. Charakteristisch ist die stark unterschiedliche Höhenlage der Tropopause. Sie liegt im Mittel innerhalb der Polarluft um 9 km und innerhalb der gemäßigten Luft um 11 km Höhe. In der Tropikluft findet man häufig zwei Tropopausen – eine schwächer ausgeprägte bei 13 km und eine zweite stärker markierte bei 16 km Höhe. Im Bereich der beiden Frontalzonen ergibt sich eine Bruchzone der Tropopause mit einer sprunghaften Änderung der Höhe.

In die Stratosphäre hinein kehrt sich das meridionale Temperaturgefälle um, und die Tropikluft ist die kälteste der drei Luftmassen. Im Sommer ist die Polarluft am wärmsten, im

Winter dagegen die gemäßigte Luft, da dann die fehlende Einstrahlung in den hohen Breiten auch in der Stratosphäre eine entsprechende Abkühlung bewirkt.

9.3 Strömungsverteilung in Troposphäre und Stratosphäre

Gemäß der thermischen Windgleichung (6.50) resultiert aus der beschriebenen Temperaturverteilung, daß die Gleichgewichtswinde mit wachsender Höhe auf westliche Richtung drehen und bis zur Tropopause an Geschwindigkeit zunehmen müssen. Dementsprechend zeigt die mittlere absolute Topographie der 500-hPa-Fläche der Nordhalbkugel niedrige Werte über dem Pol bzw. den polnahen Gebieten, hohe Werte über den niedrigen Breiten und dazwischen einen breiten westlichen Ringstrom (Abb. 9.4 und 9.5).

Vom Windfeld her läßt sich die Anordnung als riesiger zyklonaler Wirbel um den Pol herum charakterisieren. Wegen des größeren meridionalen Temperaturunterschiedes ist das Luftdruckgefälle im Winter wesentlich größer als im Sommer. Das gleiche gilt für die Geschwindigkeit des dem Luftdruckgefälle entsprechenden geostrophischen Windes. Im Sommer rückt mit dem thermischen Äquator auch die Hochdruckzone in der Höhe polwärts vor, so daß sich südlich von 20°N östliche Winde einstellen.

Die mittleren absoluten Topographien der 200-hPa-Fläche (Abb. 9.6 und 9.7) zeigen ein prinzipiell ähnliches Bild wie die für 500 hPa, nur daß in diesem Niveau – am Übergang von Troposphäre zu Stratosphäre – Luftdruckgefälle und resultierende Windgeschwindigkeit deutlich größer sind als in der mittleren Troposphäre.

Die vertikale Windzunahme in der Troposphäre ist gemäß der thermischen Windgleichung besonders groß im Bereich der beiden stark baroklinen Frontalzonen. Oberhalb von ihnen und dicht unterhalb der Tropopause findet man deshalb die hochtroposphärischen *Strahlströme* (*Jetstreams*), bandförmige Bereiche z. T. außerordentlich hoher Windgeschwindigkeiten. Als untere Grenzgeschwindigkeit für einen Jetstream hat man den Wert 30 ms^{-1} definiert; nicht selten werden in den Strahlströmen aber Geschwindigkeiten von 70 ms^{-1} bis 100 ms^{-1} erreicht.

Entsprechend ihrer Bindung an die beiden Frontalzonen unterscheidet man Subtropen-Strahlstrom und Polarfront-Strahlstrom. Der Subtropen-Strahlstrom liegt mit seiner Achse in etwa 12 km Höhe, ist nach Lage und Intensität außerordentlich persistent und erfährt nur langsame, jahreszeitlich bedingte Änderungen. Im Winter verläuft seine Achse ziemlich genau über dem bodennahen subtropischen Hochdruckgürtel.

Im Gegensatz dazu macht der Polarfront-Strahlstrom, dessen Achse sich im Mittel bei rund 10 km Höhe befindet, ähnlich wie die Polarfront selbst rasche und kräftige zeitliche Änderungen hinsichtlich Lage und Geschwindigkeit durch. Dementsprechend ist dieser Strahlstrom in den Vertikalschnitten der Abbildung 9.8 nicht als selbständiges Gebilde auszumachen und erscheint nur als zeitlicher Ausläufer des beherrschenden Subtropenjets. Aus den Abbildungen 9.6 und 9.7, in denen die mittlere Lage des Subtropen- und des Polarfront-Strahlstroms eingezeichnet wurde, ist abzulesen, daß die Position des Polarfrontjets zwischen 40° und 70° Breite variiert.

Wegen der Umkehr des Temperaturgefälles in der Stratosphäre müssen die westlichen Winde oberhalb der Tropopause stark abnehmen, und das Luftdruckgefälle, das im Niveau der

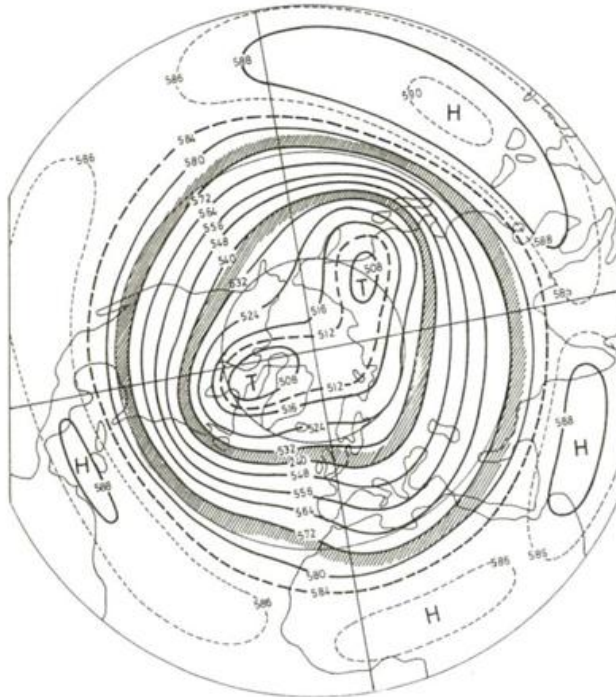


Abb. 9.4
Mittlere absolute Topographie der 500-hPa-Fläche im Januar (in gdam); schraffiert: mittlere Lage von Polarfront und Subtropikfront

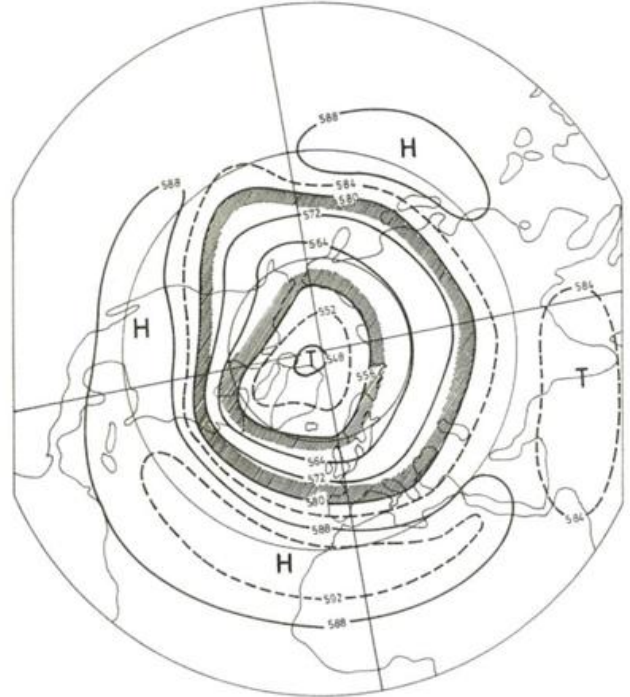


Abb. 9.5
Mittlere absolute Topographie der 500-hPa-Fläche im Juli (in gdam); schraffiert: mittlere Lage von Polarfront und Subtropikfront

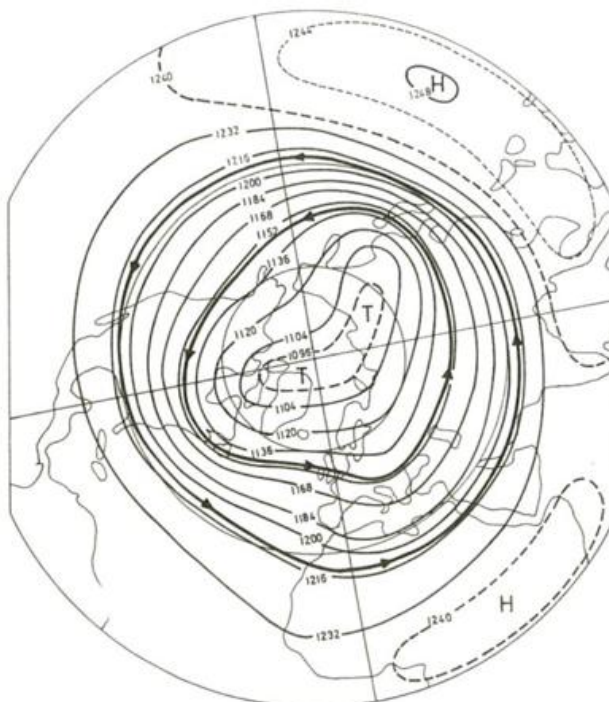


Abb. 9.6
Mittlere absolute Topographie der 200-hPa-Fläche im Januar (in gdam) und mittlere Lage von Polarfront- und Subtropen-Jetstream

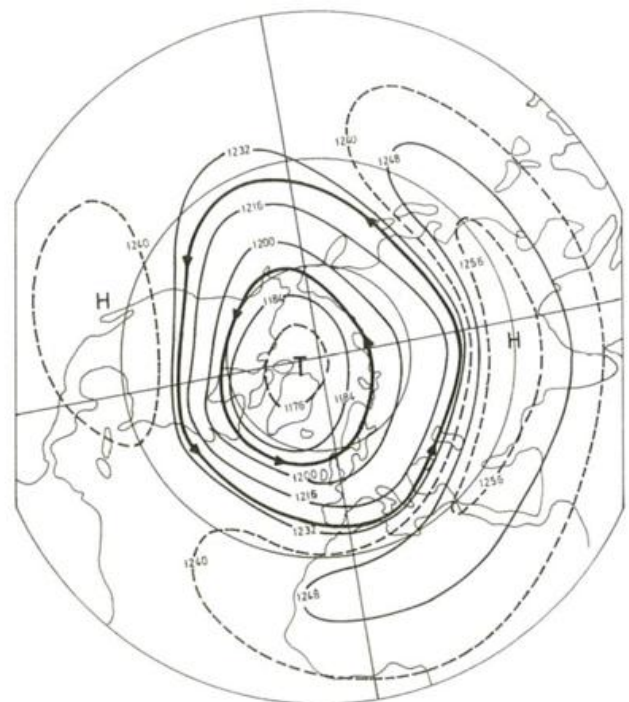


Abb. 9.7
Mittlere absolute Topographie der 200-hPa-Fläche im Juli (in gdam) und mittlere Lage von Polarfront- und Subtropen-Jetstream

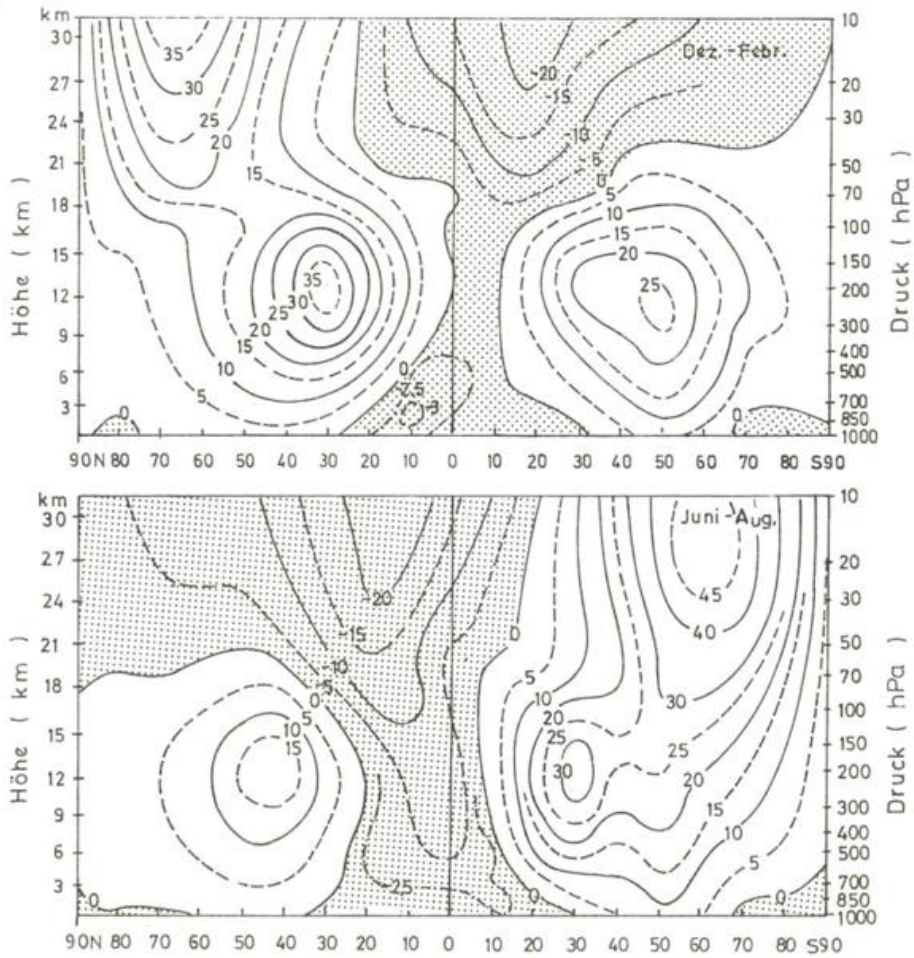


Abb. 9.8

Mittlere vertikale Verteilung der zonalen Windkomponente (in ms^{-1}) im Nordwinter (oben) und Nordsummer (unten); punktiert: Ostwindbereich

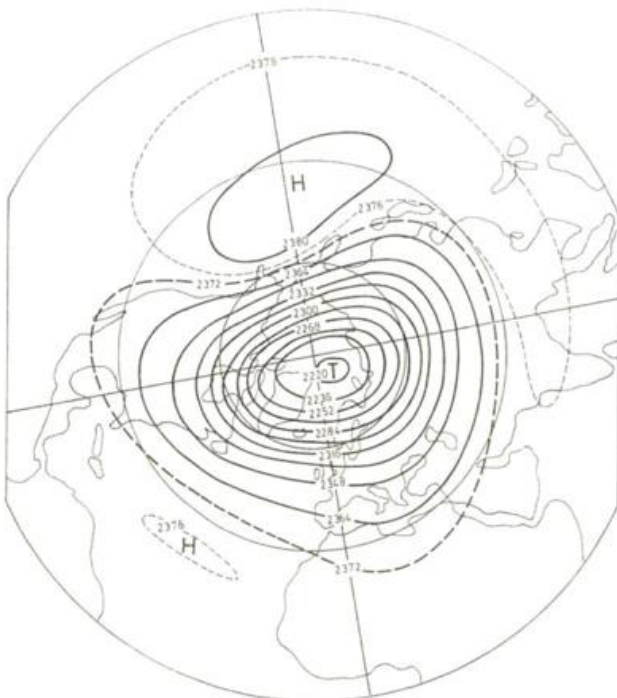


Abb. 9.9

Mittlere absolute Topographie der 30-hPa-Fläche im Januar (in gdam)

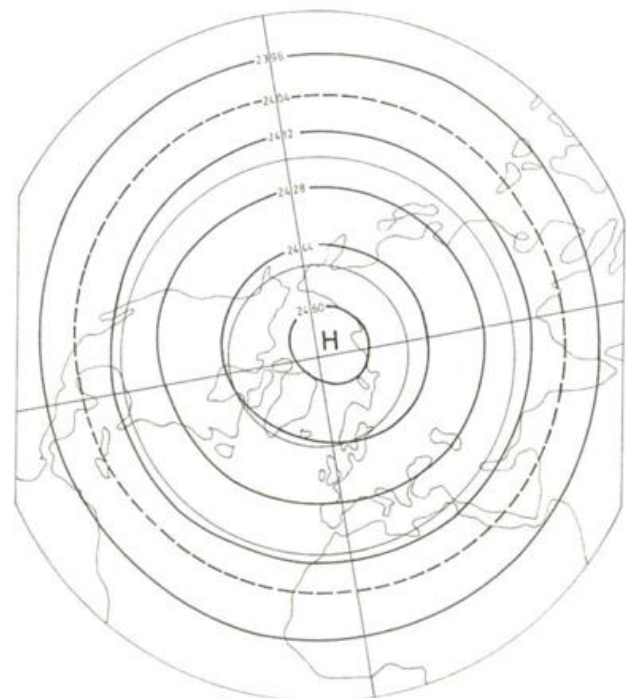


Abb. 9.10

Mittlere absolute Topographie der 30-hPa-Fläche im Juli (in gdam)

Strahlströme sein Maximum erreicht, muß wieder kleiner werden. Dieser Effekt ist besonders ausgeprägt im Sommer. Dann erwärmt sich wegen der ununterbrochenen Einstrahlung die polare Stratosphäre so stark, daß sich oberhalb 20 km Höhe auch das Luftdruckgefälle umgekehrt und über dem Polargebiet ein Hoch erscheint, an dessen Flanken sich eine östliche Strömung einstellt. Das wird sichtbar an den in den Abbildungen 9.9 und 9.10 wiedergegebenen Karten der mittleren absoluten Topographien der 30-hPa-Fläche. Im Winter dagegen nimmt der Westwind oberhalb 20 km wieder an Geschwindigkeit zu, weil dann in der Polarregion die Sonneneinstrahlung fehlt und sich abermals ein Temperaturgefälle vom Äquator zum Pol einstellt. In 25 km – 30 km Höhe erscheint dadurch bei 60°–70° Breite ein kräftiger stratosphärischer Jetstream (s. Abb. 9.8).

9.4 Lange Wellen

Die Abbildungen 9.4 bis 9.7 zeigen, daß der Polarwirbel nicht streng kreisförmig ist, sondern mehrere deutliche Ausbuchtungen (Tröge) nach Süden aufweist. Offensichtlich sind dem westlichen Ringstrom im jahreszeitlichen Mittel mehrere stehende Wellen überlagert. Im Winter findet man in der Troposphäre drei solcher Wellen mit Trögen über Ostasien, dem östlichen Amerika und Europa bei 30° E. Davon sind die beiden zuerst genannten recht markant ausgeprägt. Die stratosphärische Strömung weist in dieser Jahreszeit nur zwei Wellen auf mit Trögen über Asien und über Ostamerika. Im Sommer zeigen sich in der Troposphäre vier allerdings nur schwach ausgeprägte Wellen (Tröge bei 10°E, 90°E, 160°W, 70°W), während die stratosphärische Ostströmung tatsächlich nahezu kreisförmig verläuft.

Die Tendenz zur Wellenbildung innerhalb des westlichen Grundstroms wird verständlich, wenn man davon ausgeht, daß in einer divergenzfreien, horizontalen Strömung die Partikeln ihren absoluten Drehimpuls, also ihre absolute Vorticity

$$\eta = \zeta + f$$

behalten müssen (vgl. Kap. 6.2). Bei einer Bewegungskomponente der Partikeln nach Nord oder Süd muß sich dann die relative Vorticity

$$\zeta = VK_s - \frac{\partial V}{\partial n}$$

um den gleichen Betrag, aber im entgegengesetzten Sinn wie f ändern, bei einer Bewegung nach N abnehmen, bei einer Bewegung nach S dagegen zunehmen. Unterstellt man nun, daß die Strömung scherungsfrei sei und die Partikeln außerdem ihre ursprüngliche Geschwindigkeit behalten, machen sich die Vorticityänderungen nur in Änderungen der Stromlinienkrümmung bemerkbar. Bei zeitlich stationären Verhältnissen ist diese mit der Trajektorienkrümmung identisch.

Nehmen wir an, die Partikel starte in einer bestimmten Breite nordostwärts. Sie gelangt dann in einen Bereich, wo f zunimmt, so daß φ bzw. K_s abnehmen muß. Befand sich die Partikel am Ausgangspunkt innerhalb einer geradlinigen Strömung mit $K_s = 0$, bedeutet das, daß K_s negativ wird, die Partikel also in eine immer stärker antizyklonal gekrümmte Bahn einbiegt. Dadurch kehrt sie aber nach einiger Zeit wieder nach Süden um und nähert sich ihrer Ausgangsbreite. Dabei wächst mit abnehmendem Coriolisparameter K_s wieder an und ist erneut Null, wenn die Partikel diese Breitenlinie erreicht. Dort

hat sie nun aber einen Bewegungsimpuls nach Süden, der sie in ein Gebiet weiter abnehmenden Coriolisparameters bringt. Als Folge davon muß K_s jetzt positiv werden, so daß das Luftteilchen eine zyklonale Bahnkrümmung aufgeprägt bekommt. Entlang dieser Bahn gelangt es erneut zur ursprünglichen Breite zurück, wo der geschilderte Prozeß von neuem beginnt – vorausgesetzt, die eingangs gemachten Bedingungen sind immer noch gegeben.

Man sieht also, daß die Partikel eine wellenförmige Bahn durchläuft, wobei wegen der Kugelgestalt der Erde die Meridionalbewegung nach N geringer ist als die nach Süden. Bei Stationarität und balancierter Strömung entspricht dieser Bahn eine analoge Wellenform der Isohypsen.

Von ähnlichen Betrachtungen wie oben ausgehend, kann man eine einfache Formel für die Phasengeschwindigkeit sinusförmiger Wellen in einer horizontalen, divergenz- und scherungsfreien westlichen Grundströmung ableiten. Das wurde erstmals von dem schwedischen Meteorologen C.G. ROSSBY getan. Die Formel lautet

$$C = U - \beta \frac{L^2}{4\pi^2} \quad (9.1)$$

Darin ist C die Phasengeschwindigkeit und L die Wellenlänge der Welle; U ist die Geschwindigkeit des westlichen (zonalen) Grundstroms, während mit

$$\beta \equiv \frac{\partial f}{\partial y}$$

die Breitenvariation des Coriolisparameters beschrieben wird. Bei der gewohnten Orientierung der y -Achse nach Norden ist β auf der Nordhalbkugel positiv und hat die Dimension $10^{11} \text{m}^{-1} \text{s}^{-1}$.

Man erkennt an der Formel, daß die Phasengeschwindigkeit zum einen der Grundstromgeschwindigkeit direkt proportional ist und zum andern entscheidend von der Wellenlänge abhängt. Mit zunehmender Wellenlänge nimmt die Phasengeschwindigkeit ab, bis bei der kritischen Grundstromgeschwindigkeit

$$U_c = \frac{\beta L^2}{4\pi^2}$$

$C = 0$ resultiert, die Welle also stationär ist. Für die Wellenlänge L_s der stationären Wellen erhält man

$$L_s = 2\pi \sqrt{\frac{U}{\beta}}$$

In Tabelle 9.1 sind für drei Breitengrade und verschiedene Werte von U die resultierenden Zahlenwerte der stationären Wellenlänge wiedergegeben.

Wegen der vielen Voraussetzungen, die bei der Ableitung gemacht wurden, kann man nicht erwarten, daß die Rossby-Formel die tatsächliche Phasengeschwindigkeit der Wellen exakt beschreibt. Durch Scherung und Divergenz wird das Verhalten der Wellen entscheidend beeinflusst. Vergleiche mit den Beobachtungen haben gezeigt, daß die Formel am besten in der mittleren Troposphäre (500 hPa) anwendbar ist. Dort dürften somit die gemachten Annahmen am ehesten erfüllt sein, insbesondere was die Divergenzfreiheit der Strömung betrifft.

Wichtig ist noch festzustellen, daß nach der Rossby-Formel die Phasengeschwindigkeit immer kleiner ist als die Grundstromgeschwindigkeit. Das bedeutet, daß alle Wellen von den Partikeln überholt und somit von hinten nach vorn durchströmt werden. Ein solches Verhalten ist typisch für die mittlere und insbesondere für die obere Troposphäre, wo trotz hoher Windgeschwindigkeiten die Wellen meist keine größere Phasengeschwindigkeit aufweisen als in den mittleren Niveaus.

Tab. 9.1: Stationäre Wellenlänge L_s [10^3 km]

φ/U	4	8	12	16	20 [ms^{-1}]
60°	3.7	5.3	6.4	7.4	8.3
45°	3.1	4.4	5.4	6.2	7.0
30°	2.8	4.0	4.9	5.6	6.3

9.5 Vertikalbewegungen und Zirkulationsformen

In der Schilderung der allgemeinen Zirkulation wurden bisher nur die horizontalen Luftbewegungen angesprochen. Diesen horizontalen Luftströmen sind jedoch in den einzelnen Zirkulationsbereichen typische Vertikalbewegungen überlagert, die entscheidend die Wetterverhältnisse bestimmen. Sie sind schematisch in Abbildung 9.11 wiedergegeben.

zur Bildung gewaltiger Cumuli und Cumulonimben, deren Obergrenzen Höhen von über 15 km erreichen können und aus denen Schauerniederschläge großer Ergiebigkeit fallen, oft von Gewittern begleitet. Die Cumulonimben treten meist nicht vereinzelt auf, sondern schließen sich zu großen Wolkenmassiven zusammen, die als *Cloudcluster* bezeichnet werden.

Aus Kontinuitätsgründen muß unter einem Hebungsgebiet die Strömung eine Horizontalkonvergenz aufweisen. Tatsächlich werden im Bereich der äquatorialen Tiefdruckrinne Nordost- und Südostpassat gegeneinander geführt, so daß dieser Bereich auch *innertropische Konvergenzzone* (*ITCZ* = *Intertropical Convergence Zone*) genannt wird.

In der Höhe müssen die Partikeln über dem Hebungsgebiet horizontal divergieren, d. h. nach beiden Seiten polwärts abfließen. Diese Bewegung geht jenseits von 15° Breite in ein großräumiges Absinken über, das im Jahresmittel den gesamten Bereich bis 35° Breite überdeckt. Das Absinken gibt zu Wolkenauflösung und zu Austrocknung Anlaß. Die daraus resultierende Niederschlagsarmut ist die Ursache für die Existenz des Wüstengürtels der Erde gerade in diesem Gebiet.

In der Höhe ist das Absinken mit Horizontalkonvergenz, in Bodennähe mit Horizontaldivergenz verknüpft. In diesem Divergenzbereich befindet sich der subtropische Hochdruckgürtel. Aus ihm fließt die Luft z. T. äquatorwärts – in Gestalt der Passate – z. T. aber auch polwärts als begrenzte Vorstöße echter Tropikluft in die Westwindzone der gemäßigten Breiten hinein.

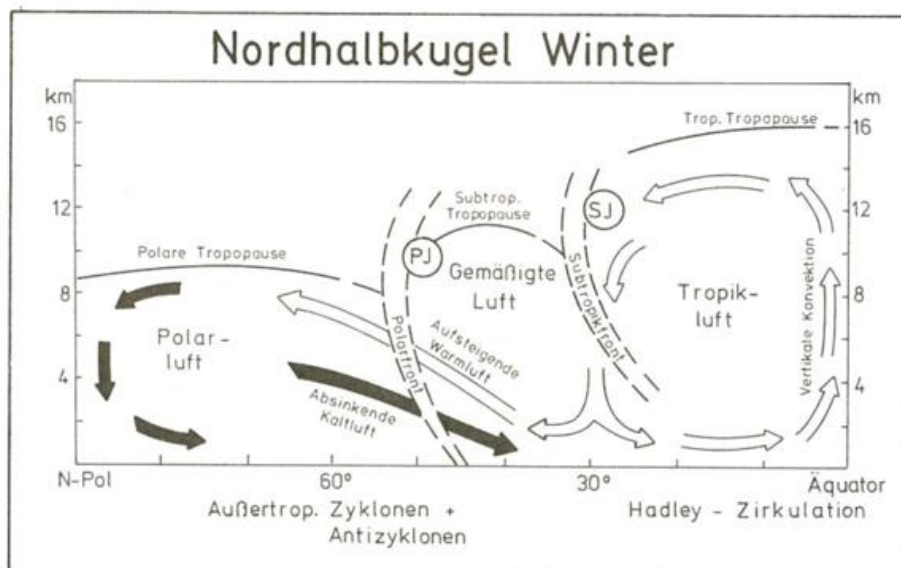


Abb. 9.11

Schema der Hauptluftmassen und Frontalzone sowie der vorherrschenden meridionalen und vertikalen Luftbewegungen auf der Nordhalbkugel im Winter (PJ Polarfront-Jetstream, SJ Subtropen-Jetstream)

9.5.1 Vertikalbewegungen und Zirkulationsform in den Tropen

Typisch für den Bereich der äquatorialen Tiefdruckrinne ist eine aufwärtsgerichtete Luftbewegung. Da die Luftmassen dieses Bereichs im allgemeinen genügend feucht und überdies potentiell labil geschichtet sind, kommt es durch die Hebung

Aus der Beschreibung und der Darstellung in Abb. 9.11 ergibt sich die Tatsache, daß hemisphärisch zwischen thermischem Äquator und etwa 30° Breite innerhalb der Troposphäre eine in sich geschlossene Zirkulation um eine horizontal liegende, zonal orientierte Achse existiert. Nach G. HADLEY, der bereits 1735 die Ursache der Passate zu ergründen suchte, wird diese Zirkulation als *Hadley-Zirkulation* bezeichnet. Die

horizontalen Äste dieser mittleren Zirkulation erreichen im Winter maximale Geschwindigkeiten von $2 \text{ ms}^{-1} - 3 \text{ ms}^{-1}$ bei ungefähr 12° Breite, äquatorwärts in rund 950 hPa, polwärts bei 200 hPa. Die Geschwindigkeiten in den vertikalen Ästen betragen im 500-hPa-Niveau großräumig gemittelt $0,5 \text{ cms}^{-1} - 1 \text{ cms}^{-1}$, aufwärts über dem thermischen Äquator, abwärts bei etwa 20° Breite. Allerdings ist zu bemerken, daß die Aufwärtsbewegung in den Cumulonimben sich mit wesentlich größerer Geschwindigkeit (mehrere ms^{-1} !) vollzieht, dafür aber einen relativ kleinen Raum erfüllt, so daß die Mittelbildung solch niedrige Werte liefert.

In der geschilderten Zirkulation wird die – global gesehen – wärmste Luft gehoben, und weniger warme Luft polwärts davon sinkt ab. Es handelt sich also gemäß den Überlegungen in Kapitel 6.7.4 um eine thermisch direkte Zirkulation, bei der potentielle in kinetische Energie übergeführt wird. Wichtig für den Antrieb und das Aufrechterhalten dieser Zirkulation ist dabei, daß durch das Freiwerden großer Mengen von Kondensationswärme in den Cumulonimben der ITCZ die hebungsbedingte Abkühlung nicht nur kompensiert wird, sondern daß darüberhinaus eine troposphärische Erwärmung zu verzeichnen ist (vgl. Kap. 2.6). Umgekehrt wird die adiabatische Erwärmung im Absinkbereich durch Abkühlung infolge Ausstrahlung wettgemacht.

Die Partikeln innerhalb der Hadley-Zirkulation bewegen sich allerdings nicht nur in meridionaler Richtung, sondern gleichzeitig auch in zonaler Richtung. Die Zonalkomponente ist dabei wesentlich größer als die meridionale. Die Partikeln, die innerhalb der Passatströmung aus den subtropischen Hochdruckgebieten in Richtung Äquator geführt werden, bewegen sich gleichzeitig nach Westen, während die Luftteilchen, die in der Höhe polwärts abfließen, eine immer stärker werdende Zonalkomponente nach Osten aufgeprägt bekommen. Diese Zonalkomponenten sind eine Folge der Corioliskraft, die auf die thermisch angetriebene Meridionalzirkulation einwirkt und sie modifiziert. Wie groß dieser Einfluß ist, läßt sich an folgendem Beispiel erkennen: Eine Luftpartikel in 200 hPa benötigt ungefähr 30 Tage, um mit der mittleren Meridionalzirkulation im Winter vom Äquator bis 30°N zu gelangen. In dieser Zeit bewegt sie sich gleichzeitig rund 52 000 km nach Osten, d.h. also anderthalbmal um den Erdball!

Eine ähnliche, thermisch direkte Zirkulation – wenn auch weit weniger intensiv und vertikal weniger mächtig – findet man in den Kältegebieten der Polarregion. Die im Bereich der polaren Hochdruckgebiete durch Ausstrahlung produzierte kalte Luft sinkt ab und strömt in Bodennähe äquatorwärts auseinander, während in der Höhe zum Ersatz Luft polwärts transportiert werden muß.

9.5.2 Vertikalbewegungen und Zirkulationsform in den gemäßigten Breiten

Für den Westwindgürtel der gemäßigten Breiten ist dagegen eine ganz andere Zirkulationsform typisch. Der Wetterablauf in diesem Bereich wird charakterisiert durch eine Folge von Tief- und Hochdruckgebieten in den Bodenkarten sowie von Wellen mit Trögen und Rücken in den Höhenkarten, die mit unterschiedlicher Geschwindigkeit im allgemeinen von Westen nach Osten wandern. Dabei werden auf der Vorderseite der Zyklonen bzw. Höhenträge mit südlichen Winden wärmere Luftmassen nach Norden, auf ihrer Rückseite mit nördlichen Winden kältere Luftmassen nach Süden verfrachtet. Der Vorstoß der wärmeren Massen ist im allgemeinen mit

aufsteigender Luftbewegung, Wolkenbildung und Niederschlägen verknüpft, während das Vordringen der kälteren Luft normalerweise mit Absinken, Wolkenauflösung und Stabilisierung einhergeht. Im einzelnen werden diese Vorgänge im folgenden Kapitel 10 näher behandelt.

Besonders charakteristisch für den Wetterablauf in der Westwindzone ist ferner ein steter, allerdings aperiodischer Wechsel zwischen Perioden mit starker und schwacher Zonalströmung, gemittelt über eine gesamte Hemisphäre hinweg (vgl. Abb. 9.12). Man kann die Stärke der Zonalströmung durch eine Zahl, den sogenannten *Zonalindex*, charakterisieren, indem man die mittlere Druck- oder Potentialdifferenz zwischen zwei Breitenkreisen (z.B. 35° und 55°N) bestimmt. In den Perioden mit stark entwickelter Zonalströmung, großem Zonalindex also, weist das Stromfeld in der Höhe zahlreiche kurze Wellen (mit Wellenlängen kleiner als 5000 km) auf, die rasch ostwärts wandern und mit ebenfalls rasch ziehenden Bodentiefdruckgebieten, ihren Frontausläufern und Zwischenhochdruckkeilen gekoppelt sind. Es herrscht dann das typische „Westwetter“ mit schnellem Wechsel von Eintrübung, Niederschlägen und nachfolgender Wetterbesserung.

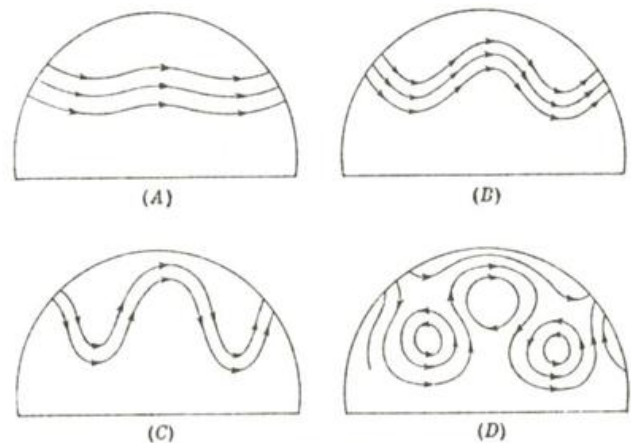


Abb. 9.12

Schema des Index-Zyklus im Bereich der Westwindzone
(A Zonal-Index groß, B und C Übergangsformen, D Zonal-Index klein)

Nach einem Zeitraum, der zwischen einigen Tagen und acht Wochen schwanken kann, vollzieht sich dann in einem größeren Gebiet, evtl. sogar auf der gesamten Hemisphäre der Übergang zu einer Zirkulation mit geringerem Zonalindex, d.h. mit schwächerer zonaler, dafür aber stärkerer meridionaler Bewegungskomponente. Dabei entwickeln sich innerhalb der Höhenströmung mehrere – gewöhnlich vier oder fünf – lange Wellen (mit Wellenlängen zwischen 5000 km und 8000 km), die nur noch langsam ostwärts wandern oder quasistationär werden, wobei ihre Amplituden immer mehr anwachsen, bis sich schließlich innerhalb der Tröge und Rücken zyklonale und antizyklonale Wirbel abschließen. Im Bodengebiet entstehen gleichzeitig größere Zyklonen bzw. Zyklonenfamilien unter der Vorderseite der langwelligen Tröge und große Antizyklonen unter deren Rückseite. Auch diese Gebilde verlagern sich im allgemeinen nur langsam. Dadurch können mit den kräftigen meridionalen Komponenten der Boden- und Höhenströmung großräumige Luftmassentransporte erfolgen, wobei die gemäßigte Luft und teilweise auch Tropikluft bis in die Polarregion verfrachtet wird, während

umgekehrt die Polarluft bis in Äquatornähe vordringen kann, wo sie in die Hadley-Zirkulation einbezogen wird.

In dem Maße, wie die südwärts ausgeflossene Polarluft sich erwärmt und die nordwärts vorgedrungene Warmluft sich abkühlt, schwächen sich die Wellen und Wirbel nach einiger Zeit wieder ab, und es etabliert sich erneut eine durchgehende westliche Strömung. Der ganze Prozeß, der als *Index-Zyklus* bezeichnet wird, wiederholt sich ständig mit einer Periode, die zwischen 3 und 8 Wochen schwankt.

Man erkennt aus dieser Schilderung, daß für die gemäßigten Breiten keine irgendwie geartete mittlere Meridionalzirkulation um eine horizontale Achse maßgebend ist, sondern daß die Zirkulation durch die Existenz von Wirbeln mit senkrechter Achse, zyklonal oder antizyklonal rotierend, bestimmt wird. Da in ihrem Bereich im Mittel die wärmere Luft gehoben und die kältere Luft gesenkt wird, ist aber auch diese Zirkulation als thermisch direkt und als Lieferant für kinetische Energie anzusprechen.

9.6 Energetik der allgemeinen Zirkulation

Die geschilderte Verteilung mit ihrem Gegensatz zwischen Hadley-Zirkulation in den Tropen und dem Polargebiet und einer Zirkulationsform mit zyklonalen und antizyklonalen Wirbeln in den gemäßigten Breiten findet ihre Erklärung, wenn man die Energetik der allgemeinen Zirkulation betrachtet.

Ausgangspunkt ist dabei die Tatsache, daß der Wärmehaushalt der Erde als Ganzes ausgeglichen ist, daß also – von langperiodischen Änderungen abgesehen – die Mitteltemperatur der einzelnen Zirkulationsbereiche und damit auch das meridionale Temperaturgefälle konstant bleibt. Das steht im scheinbaren Widerspruch zu der anderen Tatsache, daß die Erde durch die Strahlungsprozesse in Äquatornähe ständig erwärmt und im Polargebiet ständig abgekühlt wird, wodurch der meridionale Temperaturkontrast immer mehr anwachsen müßte. Es bedarf also eines physikalischen Regelmechanismus, der einen steten Ausgleich des Wärmehaushalts bewirkt.

Dieser Sachverhalt wurde bereits im Kapitel 2.6.4 angeschnitten, und es wurde festgestellt, daß meridionale Wärmetransporte von den Wärmeüberschuß- zu den Wärmedefizitgebieten notwendig sind. Ein Teil dieser Transporte erfolgt über die warmen und kalten Meeresströmungen. So führt z.B. der nach Norden gerichtete warme Golfstrom zu einer Erwärmung der Luftmassen über dem Nordatlantik und dem Nordmeer. Ein großer Teil der Wärmetransporte in fühlbarer wie in latenter Form muß allerdings in der Atmosphäre durch entsprechende Luftströmungen bewerkstelligt werden.

Eine Strömungsanordnung, über die diese Transporte erfolgen könnten, wäre gemäß den Ausführungen in Kapitel 6.7.4 eine durchgehende thermisch direkte Zirkulation zwischen Äquator und Pol. In dieser Zirkulation würde die in den niedrigen Breiten aufgeheizte Luft aufsteigen, in der Höhe polwärts strömen und dort die ausgekühlte Luft ersetzen, die in den unteren Schichten zum Äquator fließt.

Eine solche Zirkulation wäre allerdings nur auf einer ruhenden Erde möglich und könnte nur dort die geforderten Wärmetransporte bewältigen. Denn durch die Erdrotation und die aus ihr resultierende Corioliskraft werden alle Luftbewegungen seitlich abgelenkt. Auf die Nordhalbkugel bezogen bedeutet das, daß die über dem thermischen Äquator nordwärts startenden Partikeln immer mehr nach Osten abgelenkt werden, während die in Bodennähe vom Pol südwärts abströmenden Partikeln immer mehr nach Westen abbiegen. Wie stark dieser Ablenkungseffekt ist, wurde bereits im vorigen Abschnitt für die Hadley-Zirkulation demonstriert. Die Partikelbahnen innerhalb der Zirkulation nehmen dadurch die Form von Spiralen an, die sich immer mehr den Breitenkreisen anschmiegen. Damit wird aber die Meridional Komponente der Bewegung, über die der Wärmeaustausch erfolgt, immer geringer, die Leistungsfähigkeit der Zirkulation also immer schwächer.

Aus diesen Gründen kann eine einfache thermisch angetriebene Zirkulation nur in den niedrigen Breiten, wo die Corioliskraft relativ klein ist, und direkt in Polnähe die für das Gleichgewicht erforderlichen Wärmetransporte bewerkstelligen, so daß sie in diesen Gebieten die vorherrschende Zirkulationsform darstellt. In den mittleren Breiten dagegen ist bei vorherrschend zonaler Luftbewegung die Transportleistung der Zirkulation viel zu gering. Als Folge davon muß der Temperaturkontrast quer zur Westwindzone – an der Polarfront – zeitlich anwachsen, da sich die Luftmassen am polwärtigen Rand des subtropischen Hochdruckgürtels immer mehr erwärmen und die Luftmassen in der Polarregion immer mehr abkühlen. Besonders rasch vollzieht sich dieser Vorgang in der kalten Jahreszeit, wenn die hohen Breiten in der Polarnacht einer ununterbrochenen Ausstrahlung unterworfen sind. Das Anwachsen des meridionalen Temperaturkontrasts führt über den bekannten Zirkulationsmechanismus zu einer Vergrößerung des Druckgefälles in den verschiedenen Niveaus, zu einer Verstärkung des Polarfront-Jetstreams und zum Anwachsen der vertikalen Windscherung.

Man kann nun mathematisch zeigen, daß ein barokliner westlicher Grundstrom oberhalb eines kritischen Wertes des meridionalen Temperaturgradienten labil wird gegenüber überlagerten Wellen. Dieser Grenzwert beträgt etwa $6 \text{ K}/1000 \text{ km}$. Wird er überschritten, so wachsen die Amplituden der Wellen immer mehr an, bis sich schließlich abgeschlossene zyklonale und antizyklonale Wirbel entwickeln. Damit vollzieht sich innerhalb des oben beschriebenen Index-Zyklus der Übergang von einer Phase mit hohem Zonalindex zu einer Phase mit geringeren Zonal-, dafür aber stärkeren Meridional Komponenten, über die nun der zur Aufrechterhaltung des Wärmehaushalts notwendige Austausch warmer und kalter Luftmassen erfolgen kann. Man ersieht daraus, daß die Zyklonen und Antizyklonen der Westwindzone durchaus keine „Störungen“, sondern wichtige integrale Bestandteile der allgemeinen Zirkulation darstellen. Als Folge der Luftmassentransporte verringert sich anschließend der meridionale Temperaturkontrast wieder und unterschreitet den kritischen Wert, so daß sich nach Abschwächung und Auflösung der Wirbel erneut eine überwiegend zonale Strömung einstellt, in der der geschilderte Prozeß von neuem beginnt.

10 Synoptische Phänomene innerhalb der Westwindzone

10.1 Luftmassen

10.1.1 Entstehung, Klassifikation und Eigenschaften

Die Entstehung horizontal einheitlicher Luftmassen (s. Kap. 9.2) ist offensichtlich darauf zurückzuführen, daß größere Mengen Luft längere Zeit in einem bestimmten Bereich verweilen und hinsichtlich Temperatur und Feuchtegehalt, Temperaturgradient und Gehalt an Beimengungen usw. die gleichen Eigenschaften erwerben. Als „Quellgebiete“ für die Luftmassen sind besonders die großen quasistationären Antizyklonen anzusehen. Bestimmte Faktoren für die Ausformung der Luftmassen sind Strahlung, turbulenter und konvektiver Austausch sowie die Verdunstung vom jeweiligen Untergrund. In der freien Atmosphäre ist außerdem die Wirkung der vorherrschenden Vertikalbewegungen von Bedeutung. Wichtig ist natürlich auch die Art des Untergrunds.

So wirken die Ozeane, da sie wegen der hohen spezifischen Wärmekapazität und des großen, auf turbulenten Austausch zurückgehenden Wärmeleitvermögens nur eine geringe jahreszeitliche Variation der Oberflächentemperatur aufweisen, im Winter im allgemeinen als Wärmequelle, im Sommer dagegen als Wärmesenke für die darüber lagernde Luft. Außerdem bilden die Ozeane das Reservoir für die Verdunstung und den daraus resultierenden Wasserdampftransport in die Atmosphäre.

Von den drei Hauptluftmassen, der Tropikluft, der Luft der gemäßigten Breiten und der Polarluft, ist die *Polarluft* die stabilste (vgl. Abb. 9.3). In der mittleren Troposphäre liegt der vertikale Temperaturgradient in ihr bei $0,6 \text{ K}/100 \text{ m}$. Besonders auffällig ist aber die isotherme oder gar inverse Schichtung unterhalb 2 km Höhe, die darauf zurückzuführen ist, daß die strahlungsbedingte Abkühlung in Bodennähe am größten ist, vor allem natürlich im Winter und über schneebedecktem Land bzw. den Eisflächen der Arktis. Im Sommer verhindern die Schmelzvorgänge einen größeren Temperaturanstieg über 0°C .

Wegen der niedrigen Temperatur vermag die Polarluft nur wenig Wasserdampf aufzunehmen. Aber auch der Gehalt an Beimengungen, die als Kondensationskerne fungieren könnten, ist gering, so daß die Horizontalsicht in dieser Luftmasse meist sehr gut ist. Die Tropopause liegt in der Polarluft im Mittel bei 9 km , wobei die Temperaturen an ihr um -50°C schwanken.

Die *Tropikluft* als die wärmste Luftmasse besitzt die geringste statische Stabilität. Der vertikale Temperaturgradient beträgt im Mittel zwischen Boden und 13 km Höhe $0,7 \text{ K}/100 \text{ m}$ bis $0,8 \text{ K}/100 \text{ m}$. In 13 km befindet sich die sekundäre, in 16 km die eigentliche tropische Tropopause mit Temperaturen nahe -70°C im Sommer und bei -80°C im Winter. Wegen der Verdunstung von den Meeresoberflächen weist die Tropikluft in Bodennähe im allgemeinen einen hohen Feuchtegehalt auf. Ansonsten variiert die Erscheinungsform dieser Luftmasse stark in Abhängigkeit davon, welchen Teil der Hadley-Zirkulation man betrachtet. Am polwärtigen Rand findet man wegen der vorherrschenden Absinkbewegung sehr trockene Luft in der mittleren Troposphäre. Sie wird von der feuchtebeladenen Luft in Bodennähe durch die *Passatinversion* getrennt, die sich in $1 \text{ km} - 2 \text{ km}$ Höhe über Grund befindet. Die Schichtung ist damit stabil hinsichtlich normaler Konvektion, und tatsächlich beobachtet man in der Passatströmung im allgemeinen nur flache Cumuluswolken, die sich unter der Inversion bilden. Wegen des großen Wasser-

dampfgefälles ist die Schichtung allerdings potentiell labil (vgl. Kap. 7.5.7), so daß eine der Luftmasse aufgeprägte Hebung sehr rasch zu einer durchgehenden Labilisierung führen kann. Das erfolgt im Hebungsbereich über der ITCZ, so daß dort in der nun hochreichend feuchten Tropikluft zahlreiche, vertikal mächtige Cumulonimben entstehen können, die, wenn sie aus dem Gesamtwolkenmassiv herauschießen, wegen ihrer, verglichen mit der Umgebung, hohen Temperaturen „hot towers“ genannt werden.

Die *gemäßigte Luft* der mittleren Breiten ist die Luftmasse mit den am wenigsten einheitlichen Eigenschaften. Das liegt daran, daß diese Luftmasse in der Westwindzone immer in mehr oder weniger rascher Bewegung begriffen ist, wobei sie durch die Zirkulationsvorgänge in den wandernden Zyklonen und Antizyklonen dieses Bereichs starken Modifikationen unterworfen ist. Der mittlere vertikale Temperaturgradient liegt in der gemäßigten Luft bei $0,7 \text{ K}/100 \text{ m}$; die Tropopause befindet sich mit Temperaturen um -55°C bei 11 km Höhe.

Für die Wetterverhältnisse in der Westwindzone ist hauptsächlich der Luftmassenunterschied zwischen Polarluft und gemäßigter Luft – nördlich bzw. südlich der Polarfront – von Bedeutung. Allerdings kommt es immer wieder zu Vorstößen echter Tropikluft aus der Hadley-Zirkulation in die Westwindzone hinein.

Neben der Unterteilung in die drei Hauptluftmassen werden in der synoptischen Praxis stärker aufgeschlüsselte Klassifikationen benutzt, die auf die Verhältnisse in einer bestimmten geographischen Region zugeschnitten sind. Im Deutschen Wetterdienst ist eine Klassifikation im Gebrauch, die von SCHERHAG entworfen wurde. Ihr liegt noch die ursprüngliche Zweiteilung der Hauptluftmassen zugrunde, so daß die Tropikluft dieser Klassifikation sowohl echte Tropikluft aus der Hadley-Zirkulation als auch gemäßigte Luft umfaßt. In Abhängigkeit von den verschiedenen Ursprungsgebieten der Luftmassen, der Länge ihres Weges, den sie nach Mitteleuropa einschlagen, und der Art des Untergrundes, den sie dabei überqueren, sind in der Scherhag'schen Klassifikation die beiden Hauptluftmassen in je drei Arten unterteilt, wobei jeweils noch zwischen einer maritimen und einer kontinentalen Form unterschieden wird. Tabelle 10.1 gibt eine Übersicht über diese Klassifikation mit Ursprungsgebiet, Weg und Eigenschaften der insgesamt 12 Luftmassen.

10.1.2 Luftmassentransformation

Die gleichen Vorgänge wie Strahlung, Austausch und Vertikalbewegungen, die zur Ausformung der typischen Eigenschaften der Luftmassen in ihrem Quellgebiet geführt haben, bewirken eine mehr oder weniger rasche und mehr oder weniger starke Veränderung ihrer Erscheinungsform, wenn die Luftmassen sich von ihrem Quellgebiet entfernen und innerhalb der wandernden Druckgebilde und Wellen verfrachtet werden. Die dabei stattfindenden Prozesse werden als Luftmassentransformation bezeichnet.

So kommt es bereits zu einer beachtlichen Veränderung der vertikalen Temperatur- und Feuchteverteilung in einer Luftmasse, wenn sich die Stärke des Vertikalaustauschs ändert. Das ist z.B. zu erwarten, wenn sich in einer winterlichen Antizyklone durch anhaltende ausstrahlungsbedingte Abkühlung vom Boden her eine mächtige Bodeninversion gebildet hat. Mit Auffrischen des Windes erfolgt eine immer stärker werdende turbulente Durchmischung, durch die eine Gleichver-

Tab. 10.1: Übersicht über die Luftmassen Europas (nach SCHERHAG)

Abkürzung	Wissenschaftliche Bezeichnung	Volkstümliche Bezeichnung	Ursprungsgebiet	Weg	Eigenschaft
c P _A	} Arktische Polarluft	{ kontinental maritim	Nordsibirien	Rußland	extrem kalt
m P _A				Arktis	Nordmeer (östlich Island)
c P	} Polarluft	{ kontinental maritim	Polare Zone	Osteuropa	kalt
m P				Arktis	Grönlandmeere (westlich Island)
c P _T	} gealterte Polarluft	{ kontinental maritim	Polare Zone	Südosteuropa	trocken
m P _T				Arktis	Azorenraum (Atlantik südlich 50° N Breite)
c T _P	} Gemäßigte (Tropik-)Luft	{ kontinental maritim	Gemäßigte Zone	Mitteleuropa	—
m T _P				Nordostatlantik	England
c T	} Tropikluft	{ kontinental maritim	Tropische Zone	Naher Osten	trocken
m T				Azorenraum	Westeuropa
c T _S	} Afrikanische Tropikluft	{ kontinental maritim	Tropische Zone	Sahara	trocken, heiß
m T _S				Afrika	Mittelmeer

teilung der konservativen Luftmasseigenschaften mit Höhenkonstanz der potentiellen Temperatur und des Mischungsverhältnisses hergestellt wird. Dadurch kommt es zu einem Temperaturanstieg mit Feuchterückgang in Bodennähe, zu Abkühlung und Feuchtezunahme in der Höhe und zur Auflösung der Inversion am Boden.

Ein sehr wichtiger Transformationsprozeß ist die Erwärmung oder Abkühlung der Luftmasse vom Untergrund her. In dieser Hinsicht spielen wiederum die großen Meeresgebiete eine besondere Rolle. Da die Ozeane – wie erwähnt – wegen der großen Wärmekapazität je nach der Temperatur der darüberstreichenden Luft riesige Wärmequellen bzw. Wärmesenken darstellen, erwärmen sich Luftmassen, wenn sie wärmeres Wasser überqueren, und kühlen sich ab, wenn sie über kälteres Wasser strömen. Allerdings ist die Stärke dieses Transformationsprozesses von der Richtung des Wärmeübergangs abhängig. Die Erwärmung vom Untergrund her ist mit einer Labilisierung verknüpft, die den Vertikalaustausch anfacht; die Abkühlung vom Untergrund her ist dagegen mit einer Stabilisierung verbunden, die den Vertikalaustausch hemmt. Bei sonst gleichen Bedingungen wird also die Erwärmung einer Kaltluftmasse über warmen Untergrund raschere Fortschritte machen und eine vertikal mächtigere Schicht erfassen als die Abkühlung einer Warmluftmasse über kaltem Untergrund.

Bei diesen Vorgängen spielt die Feuchte eine wichtige Rolle. Da die Luftmassen, die vom Festland stammen, normalerweise trocken sind, erfolgt von der Meeresoberfläche durch Verdunstung eine Feuchteanreicherung in der Luft. Dadurch können sich, wenn es über kälterem Wasser anschließend zu einer Abkühlung der untersten Luftschichten kommt, umfangreiche Nebelfelder oder, wenn die Luft über wärmerem Wasser aufgeheizt und labilisiert wird, zahlreiche Quellwolken bilden.

Über dem Festland kommt es im Sommer durch die überwiegende Einstrahlung zu einer fortschreitenden Aufheizung der Luftmassen vom Untergrund – verbunden mit Labilisierung und Abnahme der relativen Feuchte. Im Winter dagegen bewirkt die im Tagesgang dominierende Ausstrahlung eine fortschreitende Abkühlung der bodennahen Luftschichten mit Stabilisierung und Zunahme der relativen Feuchte.

Die Erscheinungsform ein und derselben Luftmasse ist außerdem sehr unterschiedlich, je nachdem, ob sie unter zyklonalem Einfluß einer großräumigen Hebung oder unter antizyklonalem Einfluß einer Absinkbewegung unterworfen ist. Die Hebung führt zu adiabatischer Abkühlung, verbunden mit Zunahme der relativen Feuchte, evtl. Wolkenbildung und Niederschlägen, das Absinken zu adiabatischer Erwärmung mit Feuchterückgang und Wolkenauflösung. Die Anordnung ist dabei im allgemeinen so, daß die Vertikalbewegungen in der mittleren Troposphäre (700 hPa – 500 hPa) ihr Maximum aufweisen, während die Bewegungen in Bodennähe und in größeren Höhen horizontal verlaufen. Die Hebung führt dann zu einem vertikalen Strecken der Luftmasse in der unteren Troposphäre. Dieses ist gleichbedeutend mit einer Labilisierung der thermischen Schichtung gegenüber konvektiven Umlagerungen.

Umgekehrt führt Absinken zu einem vertikalen Schrumpfen und horizontalem Divergieren in der unteren Troposphäre. Das vertikale Schrumpfen bewirkt eine Stabilisierung, so daß konvektive Umlagerungen verhindert werden. Im Zusammenwirken mit dem turbulenten Vertikalaustausch entsteht dann häufig eine Schichtung mit einer 1 km bis 2 km mächtigen durchmischten Schicht und einer kräftigen Inversion mit markantem Feuchterückgang oberhalb davon.

10.2 Fronten und Frontalzonen

10.2.1 Definition

Nach Kapitel 9.2 ist eine Frontalzone definiert als die relativ schmale bandartige Zone, in der der Temperaturkontrast zwischen verschiedenen Luftmassen konzentriert ist. Auf der Topographie einer Druckfläche in der freien Atmosphäre ist ihr Verlauf durch den Bereich der größten Drängung der Isothermen gegeben. In einer vertikalen Temperatursondierung erscheinen sie – wie in Abbildung 10.1 dargestellt – entweder als Inversion, Isothermien oder als Schicht mit verringerter vertikaler Temperaturabnahme.

In Bodennähe findet man den Temperaturkontrast zwischen den Luftmassen nicht selten auf engstem Raume konzentriert. Deshalb wird in der Bodenkarte die Übergangszone zwischen zwei Luftmassen vereinfachend durch eine Linie markiert, die als Front bezeichnet wird.

Allerdings ist diese Bezeichnungsweise nicht ganz eindeutig. So hat sich eingebürgert, auch die beiden baroklinen Frontalzonen zwischen den drei Hauptluftmassen als Front (Polarfront bzw. Subtropikfront) zu bezeichnen, obwohl diese Namen eigentlich nur für die Schnittlinie dieser Frontalzonen mit der Erdoberfläche benutzt werden sollten.

10.2.2 Entstehung (Frontogenese)

Geht man vom Temperaturfeld aus, so muß bei der Entstehung von Fronten und Frontalzonen der horizontale Temperaturgradient zeitlich anwachsen. Man bezeichnet diesen Vorgang als Frontogenese. Eine zeitliche Verringerung des Temperaturgradienten wird *Frontolyse* genannt.

Für frontogenetische Prozesse in der unteren, bodennahen Troposphäre ist besonders die Wirkung der horizontalen Luftbewegungen von Bedeutung. Der horizontale Temperaturgradient wächst an, wenn unterschiedlich temperierte Luftmassen gegeneinander geführt werden. Dies ist insbesondere bei Konvergenz und Deformation im horizontalen Stromfeld der Fall (s. Kap. 6.2).

Da allein schon wegen der Reibung die Strömung eines Bodentiefs konvergent, im Bereich eines Bodenhochs dagegen divergent verläuft, wird verständlich, daß gut ausgeprägte Fronten

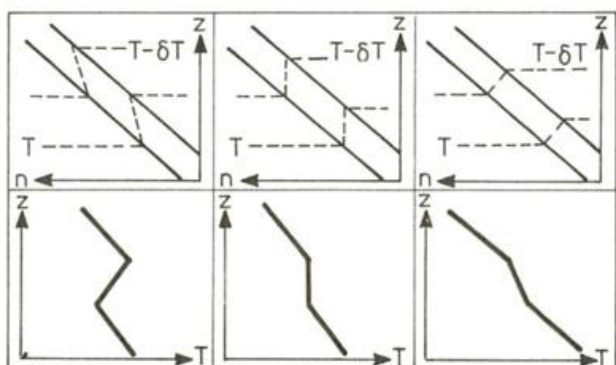


Abb. 10.1
Frontalzonen im Vertikalschnitt und in einer vertikalen Temperatursondierung

im allgemeinen nur im Bereich der Zyklonen zu finden sind, während in den Antizyklonen die Temperaturgegensätze abgebaut werden. Die frontolytische Wirkung der bodennahen Divergenz ist auch die Hauptursache dafür, daß die Tropikfront zwischen Tropikluft und gemäßigter Luft in den meisten Fällen nur in der Höhe deutlich ausgeformt erscheint.

Durch die Vertikalbewegungen kommt es allerdings zu einer Kompensation, da durch die Hebung die wärmere Luft gekühlt und durch das Absinken die kältere Luft erwärmt wird – statisch stabile Schichtung vorausgesetzt. Diese Kompensation ist natürlich dort am stärksten, wo die Vertikalbewegungen ihr Maximum haben, also meist in der mittleren

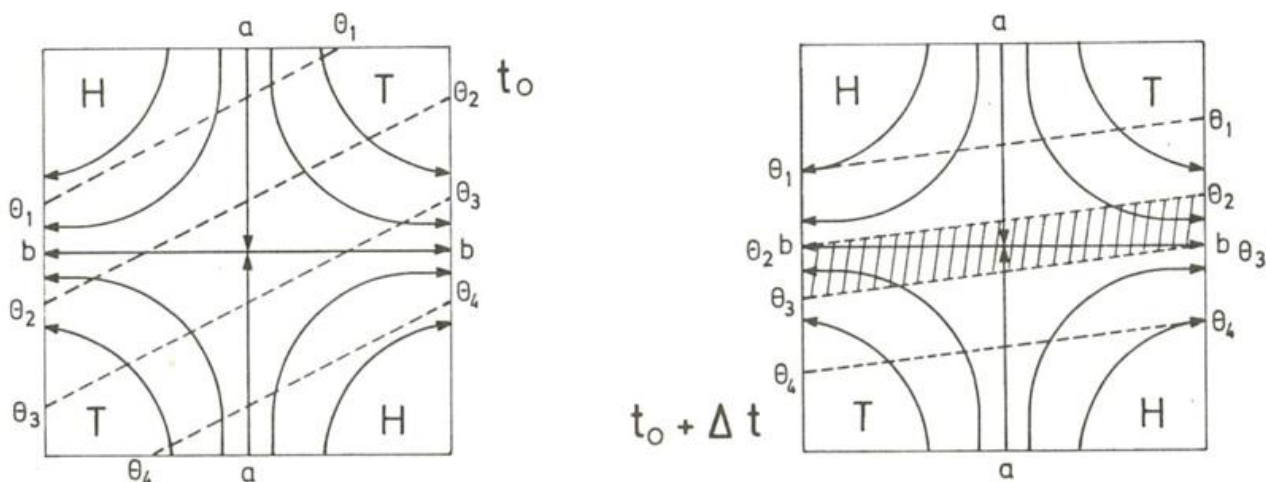


Abb. 10.2
Frontogenese in einem Viererdruckfeld (ausgezogen: Stromlinien, strichliert: Isothermen der potentiellen Temperatur; aa Schrumpfungsaachse, bb Streckungsachse)

Wichtiger, weil stärker als die Effekte von Konvergenz und Divergenz, ist die Wirkung der Deformation. Ein Stromfeld mit Deformation ist z. B. ein Viererdruckfeld, das aus je zwei schachbrettartig angeordneten Zyklonen und Antizyklonen besteht (Abb. 10.2). Entsprechend den Ausführungen in Kapitel 6.2 kann man in diesem Stromfeld eine Schrumpfungsaachse (aa) und eine Streckungsachse (bb) definieren. Schließen die Isothermen ursprünglich einen Winkel kleiner als 45° mit der Streckungsachse ein, so wirkt das Feld frontogenetisch, indem die Isothermen unter gleichzeitiger Drehung von beiden Seiten in Richtung Streckungsachse transportiert werden. Die Streckungsachse fungiert somit als frontogenetische Achse, an der die Frontalzone bzw. Front entsteht. Man sieht sofort ein, daß das gleiche Stromfeld eine Abschwächung des Temperaturgradienten im Sinne einer Frontolyse bewirkt, wenn die Isothermen einen größeren Winkel als oben angegeben mit der Streckungsachse einschließen.

Der Prozeß einer solchen Frontogenese läuft aber nicht ohne Vertikalbewegungen ab. Aus der zeitlichen Vergrößerung des Temperaturunterschieds quer zur Streckungsachse resultiert eine Gleichgewichtsstörung, die gemäß den Betrachtungen in Kapitel 6.7.4 eine thermisch direkte Zirkulation quer zur entstehenden Frontalzone in Gang setzt. Dabei wird die wärmere Luft gehoben und in der Höhe gegen die kältere Luft geführt, während die kältere Luft gleichzeitig absinkt und in Bodennähe gegen die wärmere Luft vordringt. Unter dem Hebungsbereich resultiert Horizontalkonvergenz, über dem Hebungsbereich resultiert Horizontaldivergenz. Addiert man diese Effekte zur Wirkung der Deformation, so ergibt sich, daß in einer Zone, die mit der Höhe zur kalten Luft geneigt ist, die frontogenetische Wirkung der Horizontalbewegungen am stärksten ist. Dort entsteht die Frontalzone.

Troposphäre. In Bodennähe dagegen, wo die Partikeln horizontal strömen müssen, gibt es diesen Effekt nicht, so daß dort Fronten mit großem, linienhaft konzentriertem Temperaturkontrast entstehen können.

Bei genügender Feuchte kann sich in der aufsteigenden wärmeren Luft Bewölkung bilden und Niederschlag ausgelöst werden. Die dabei freigesetzte Kondensationswärme bewirkt, daß die hebungsbedingte Abkühlung der Warmluft verringert wird. Dadurch ist dann in der Höhe die Wirkung der Frontogenese stärker als im trockenen Fall.

Von Bedeutung ist auch die Verdunstung des fallenden Niederschlags, die zu einer Abkühlung der Luft führt; sie ist um so größer, je trockener die Luft ursprünglich ist. Da der in der Warmluftbewölkung ausgelöste Niederschlag in die absinkende, also relativ trockenere kältere Luft fällt, führt die Verdunstung zu einer weiteren Kühlung dieser Luftmasse. Das ist ein zusätzlicher frontogenetischer Effekt.

10.2.3 Gleichgewichtsbedingungen an einer Frontfläche

Wenn durch entsprechende Veränderungen im horizontalen Stromfeld die frontogenetische Wirkung der Deformation endet, muß sich an der entstandenen Frontalzone ein Gleichgewichtszustand einstellen. Er wird erreicht, indem entsprechend Abbildung 6.25 die Corioliskraft die Zirkulationsbewegungen so weit ablenkt, daß die Partikeln parallel zur Frontalzone strömen und die Zirkulation damit erlischt. Die Frontalzone behält dabei ihre geneigte Lage, wobei die Kaltluft als schwerere der beiden Massen keilförmig unter der Warmluft liegt. Quer zur Frontalzone stellen sich charakteristische Unterschiede der frontalzonenparallelen Windkomponenten ein.

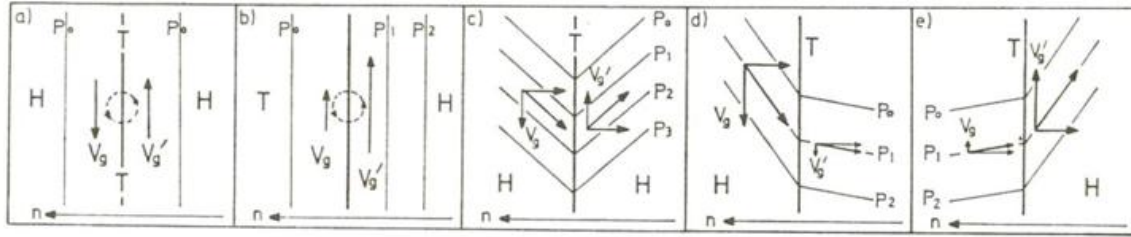


Abb. 10.3
Horizontale Druckverteilung im Bereich einer Front

Geht man davon aus, daß der Temperaturkontrast zwischen den Luftmassen an einer Frontlinie konzentriert ist, der im Raum eine Frontfläche entspricht, so läßt sich für den Gleichgewichtszustand eine Beziehung zwischen dem Neigungswinkel der Frontfläche, der Dichte und dem geostrophischen Wind in der Warmluft (ρ' , V_g') und in der Kaltluft (ρ , V_g) aufstellen. Diese erstmals von M. MARGULES abgeleitete Beziehung, die nach ihm als *Margules-Formel* bezeichnet wird, lautet:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{f \rho' V_g' - \rho V_g}{g(\rho' - \rho)} \quad (10.1)$$

Die Gleichgewichtsneigung der Frontfläche wird danach zu einem durch den Unterschied des geostrophischen Bewegungsimpuls und zum andern durch den Dichteunterschied quer zur Front bestimmt.

Wenn man im Zähler von (10.1) den Dichteunterschied gegenüber dem Windunterschied vernachlässigt und die Zustandsgleichung (5.20) benutzt, kann man die Margules-Formel vereinfachen zu

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{f \bar{T} V_g' - V_g}{g(T' - T)} \quad (10.2)$$

Dabei bedeuten T die Temperatur der kälteren, T' die Temperatur der wärmeren Luft und \bar{T} die Mitteltemperatur zwischen beiden.

Gemäß (10.2) ist die Neigung der Frontfläche dem Unterschied der frontparallelen geostrophischen Windkomponenten direkt und dem Temperaturunterschied umgekehrt proportional. Je größer der Windsprung, desto steiler, je größer der Temperatursprung, desto flacher muß im Gleichgewicht die Frontfläche liegen.

Mit $f \sim 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $g \sim 10 \text{ ms}^{-2}$ und $\bar{T} = 280 \text{ K}$ wird aus (10.2)

$$\operatorname{tg} \alpha = 0,0028 \frac{\Delta V_g}{\Delta T}$$

Setzt man für $\Delta V_g = 25 \text{ ms}^{-1}$ und für $\Delta T = 10 \text{ K}$ ein, so erhält man für $\operatorname{tg} \alpha$ den Wert 1:150. Das ist ein mittlerer Wert für die Neigung einer Frontfläche, die im allgemeinen zwischen 1:50 und 1:300 schwankt. Diese Werte beschreiben also sehr flache Neigungen; dem Wert von 1:150 entspricht ein Winkel von nur $0,4^\circ$ gegen die Horizontale.

Aus diesen Beziehungen kann man ein wichtiges Kriterium für die Windverteilung im Bereich einer Front entnehmen. Da zum einen $\operatorname{tg} \alpha$ positiv sein muß, damit die Kaltluft als schwerere der beiden Massen unter der Warmluft liegt, und andererseits $T' - T$ definitionsgemäß größer Null ist, folgt zwingend

$$\begin{aligned} V_g' - V_g &> 0 \\ \text{bzw.} \\ V_g' &> V_g. \end{aligned}$$

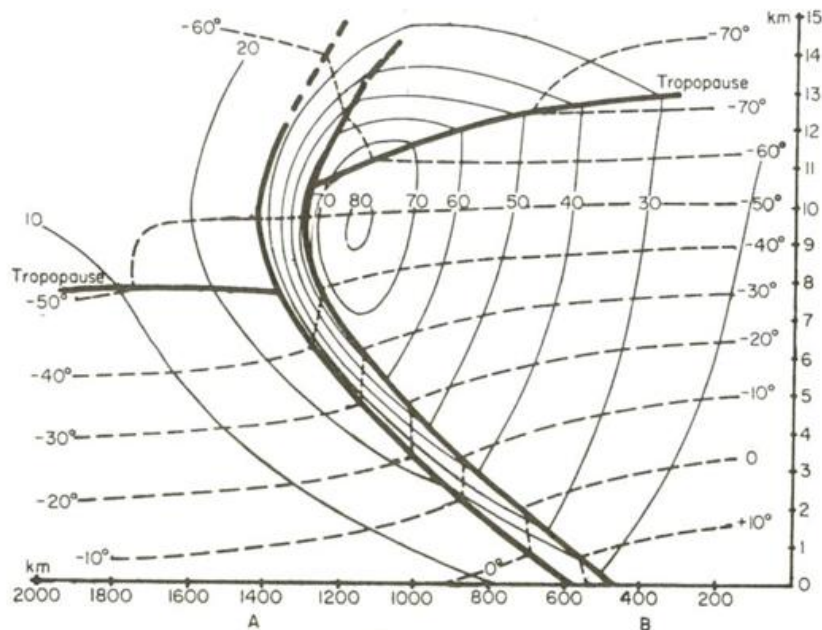


Abb. 10.4
Modell einer winterlichen Polarfront (Isothermen strichliert, in $^\circ\text{C}$; Isotachen ausgezogen, in ms^{-1})

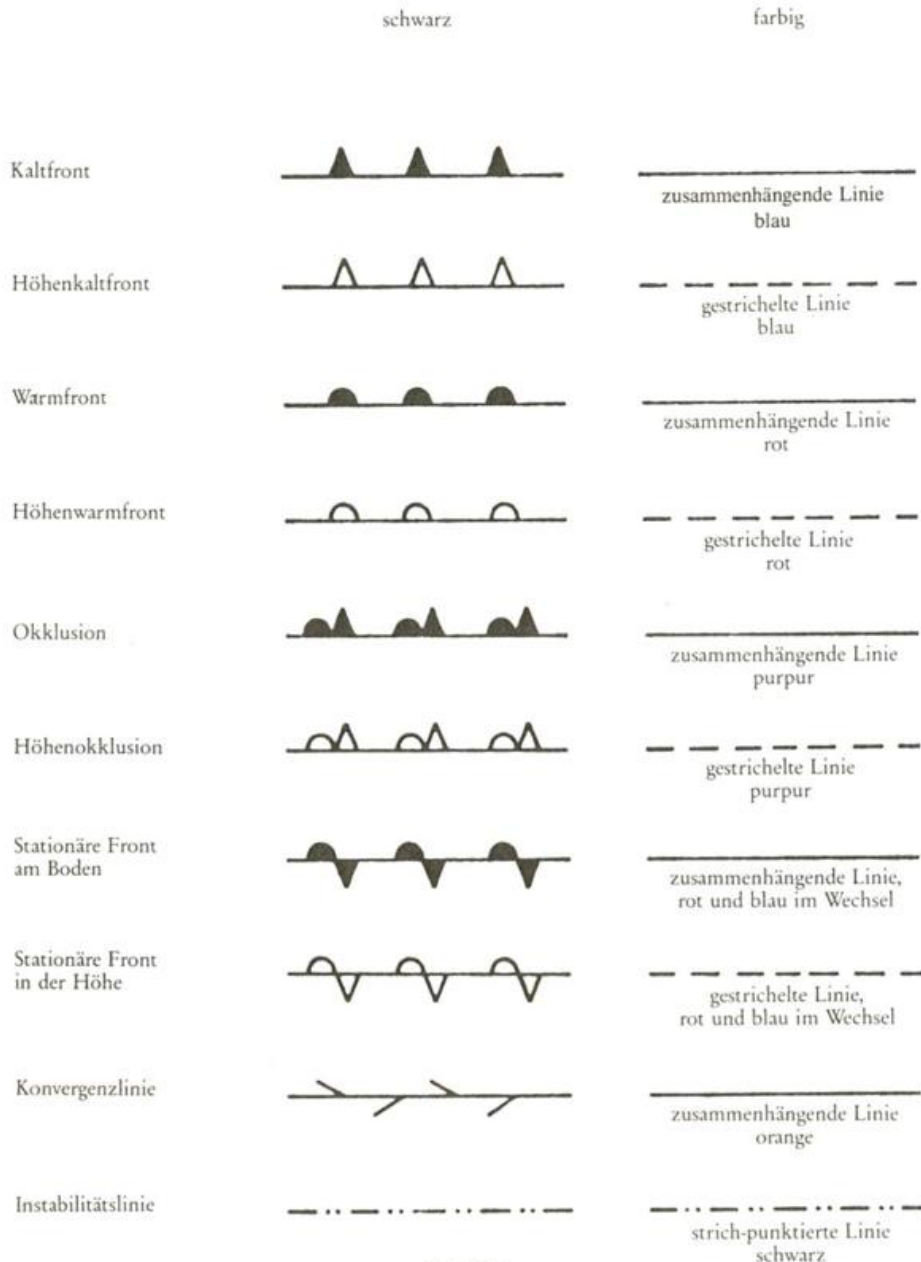


Abb. 10.5
Darstellung von Fronten, Konvergenz- und Instabilitätslinien in der
Bodenkarte

Wie die Skizzen der Abbildung 10.3 zeigen, ist dies gleichbedeutend mit der Forderung, daß die frontparallelen Komponenten des geostrophischen Windes quer zur Front eine zyklonale Scherung aufweisen müssen. Das ist das wichtigste Kriterium für die richtige Lage einer Front in der Bodenanalyse.

Für die Position der Front im Druckfeld folgt daraus, daß die Front entweder in einer Tiefdruckrinne liegt (a), daß sich bei gleicher Windrichtung der Druckgradient an der Front im Sinne einer zyklonalen Scherung ändert (b) oder aber daß die Isobaren an der Front eine trogförmige Ausbuchtung zum hohen Druck aufweisen (c,d,e).

Bei (a) und (b) existiert keine frontsenkrechte Komponente des geostrophischen Windes. Die Front ist dann entweder stationär oder verlagert sich mit ageostrophischen Windkompo-

nenten. Bei (c), (d) und (e) existiert neben der frontparallelen noch eine frontsenkrechte Komponente des geostrophischen Windes, die im allgemeinen die Richtung der Frontverlagerung wiedergibt.

10.2.4 Struktur der Polarfront

Die Polarfront als die stark barokline Übergangszone zwischen Polarluft und gemäßigter Luft ist besonders im Winter gut ausgeprägt. Das Modell einer winterlichen Polarfront (Abb. 10.4) weist folgende Struktur auf:

Die Polarfront durchschneidet als etwa 1 km mächtige, isotherme Schicht die gesamte Troposphäre und findet mit ihrem warmen Rand Anschluß an die höherliegende subtropische Tropopause. Sie weist eine Neigung von etwa 1:100 auf, wobei die Polarluft keilförmig unter der gemäßigten Luft liegt. Ober-

halb der polaren Tropopause kehrt sich das meridionale Temperaturgefälle um, so daß die niedrigsten Temperaturen an der hohen subtropischen Tropopause zu finden sind.

Der Temperaturkontrast zwischen Polarluft und gemäßigter Luft ist allerdings nicht vollständig innerhalb der Frontalzone der Polarluft konzentriert, sondern auch beiderseits von ihr sind die Luftmassen baroklin geschichtet. Im Mittel nimmt in der mittleren Troposphäre die gesamte barokline Zone eine Breite von 800 km – 1000 km ein, während die eigentliche Frontalzone durchschnittlich nur 150 km breit ist. Der horizontale Temperaturgradient in der Frontalzone erreicht Werte von 7 K/100 km.

Entsprechend dieser Temperaturverteilung ist die vertikale Zunahme des frontalzonenparallelen Windes in der Frontalzone besonders stark, so daß die Isotachen in ihr gebündelt verlaufen. Außerdem zeigt die Windverteilung eine sehr starke zyklonale Scherung quer zur Frontalzone, schwache zyklonale Scherung im Bereich der Polarluft und antizyklonale Scherung innerhalb der gemäßigten Luft.

In etwa 10 km Höhe, wo der frontale Temperaturgegensatz verschwindet und sich in die Stratosphäre hinein umkehrt, befindet sich das Windmaximum des Polarfront-Jetstreams. Es liegt im allgemeinen 1 km unterhalb der subtropischen Tropopause und ungefähr senkrecht über der thermischen Frontalzone in 500 hPa.

10.2.5 Erscheinungsform der Fronten

Je nach Verlagerungsrichtung bezeichnet man Fronten, die sich in Richtung der kälteren Luft bewegen, als *Warmfronten* und Fronten, die sich in Richtung der wärmeren Luft bewegen, als *Kaltfronten*. Die Richtung der Frontverlagerung wird im allgemeinen durch die Richtung der frontsenkrechten Komponente des geostrophischen Windes wiedergegeben. Während der Zyklonenentwicklung bilden sich außerdem Okklusionsfronten, wenn die Kaltluft eines Frontensystems die vorlaufende Warmfront einholt. Sind die frontthaften Temperaturgegensätze nur in der Höhe erkennbar, spricht man von Höhenfronten. Die symbolmäßige Kennzeichnung dieser und der stationären Fronten sowie der Konvergenz- und Instabilitätslinie ist in Abbildung 10.5 wiedergegeben.

Die Erscheinungsform bzw. Wetterwirksamkeit der einzelnen Fronten wird dadurch bestimmt, welchen Vertikalbewegungen die Luftpartikeln in ihrem Bereich unterworfen sind. Herrscht im Frontbereich eine großräumige Hebung, so kann sich bei stabiler Schichtung und genügend großer Feuchte der Luft hochreichende stratiforme Bewölkung bilden, aus der Niederschläge fallen. Eventuell wird dabei die Schichtung so weit labilisiert, daß aus der stratiformen Wolkenmasse Cumulonimben herauswachsen, die Niederschläge Schauerform annehmen und Gewitter ausgelöst werden. Herrscht im Frontbereich dagegen eine Absinkbewegung der Luftpartikeln vor, so zeichnet sich die betreffende Front durch Wolkenarmut und Trockenheit aus.

Eine mögliche Ursache für Vertikalbewegungen an Fronten ist – wie in Kapitel 10.2.2 besprochen – das Entstehen einer thermisch direkten Zirkulation, wobei die wärmere Luft gehoben und die kältere Luft gesenkt wird. Bei genügend hoher Feuchte können sich deshalb im Bereich der wärmeren Luft Bewölkung und Niederschlag bilden.

Neben der Frontogenese sind für die Wetterwirksamkeit der Fronten insbesondere die Prozesse von Bedeutung, die die

Entwicklung von Zyklonen und Antizyklonen bestimmen. Diese werden in Kapitel 10.3 gesondert behandelt.

Für die Erscheinungsform der Bodenfronten spielt die Bodenreibung eine besondere Rolle. Da die frontparallelen geostrophischen Winde gemäß Kapitel 10.2.3 eine zyklonale Scherung aufweisen müssen, die Bodenwinde aber durch die Reibung eine mehr oder weniger starke Komponente zum tiefen Druck aufgeprägt bekommen (vergl. Kap. 6.5.5), ergibt sich entsprechend Abbildung 10.6 ein Massenfluß zur Front hin und eine Massenkonvergenz direkt an ihr. Diese reibungsbedingte Konvergenz ist eine weitere Ursache dafür, daß der Luftmassenkontrast an Bodenfronten häufig auf engstem Raume konzentriert ist.

Aus der reibungsbedingten Windkonvergenz an der Bodenfront resultiert aber auch eine aufwärtsgerichtete Luftbewegung über ihr, die an der Obergrenze der Reibungszone – in etwa 1 km Höhe – ihr Maximum erreicht. Obwohl diese Vertikalbewegung im allgemeinen nur Geschwindigkeiten von wenigen cm/s aufweist, kann sie doch zur Bildung eines Strei-

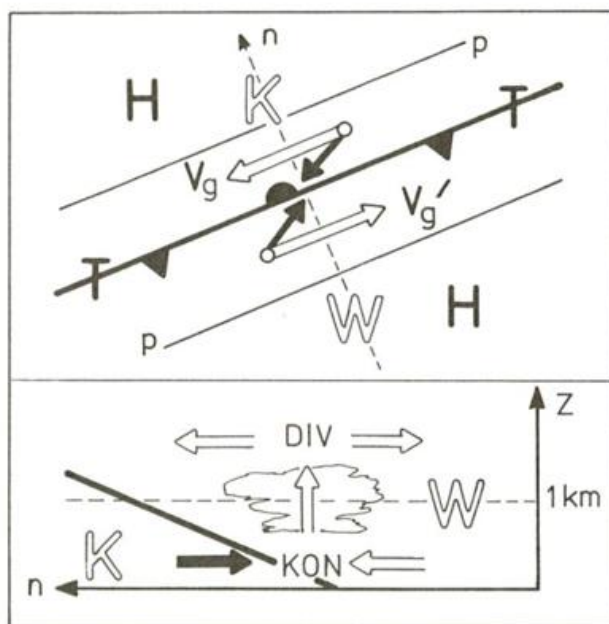


Abb. 10.6
Reibungsbedingte Konvergenz- und Vertikalbewegung an einer quasistationären Front

fens tiefer Bewölkung (St oder Sc) direkt über der Bodenfront Anlaß geben. Eventuell fällt aus dieser Bewölkung Sprühregen bzw. – im Winter – Schnee.

Die Reibung beeinflusst außerdem die Neigung der wandernden Fronten. Durch die vertikale Windzunahme wird innerhalb der Grenzschicht eine Kaltfrontfläche immer mehr aufgerichtet, während die Warmfront eine flachere Lage als normal einnimmt. Das Voreilen der Kaltluft an der Obergrenze der Reibungszone führt schließlich zu einer Labilisierung der thermischen Schichtung und zu einer vertikalen Umlagerung, bei der der Impuls der Höhenströmung zum Boden transportiert wird, so daß die Geschwindigkeit der Kaltfront etwa der Geschwindigkeit der Strömung an der Obergrenze der Reibungszone entspricht. Die Kaltfront behält

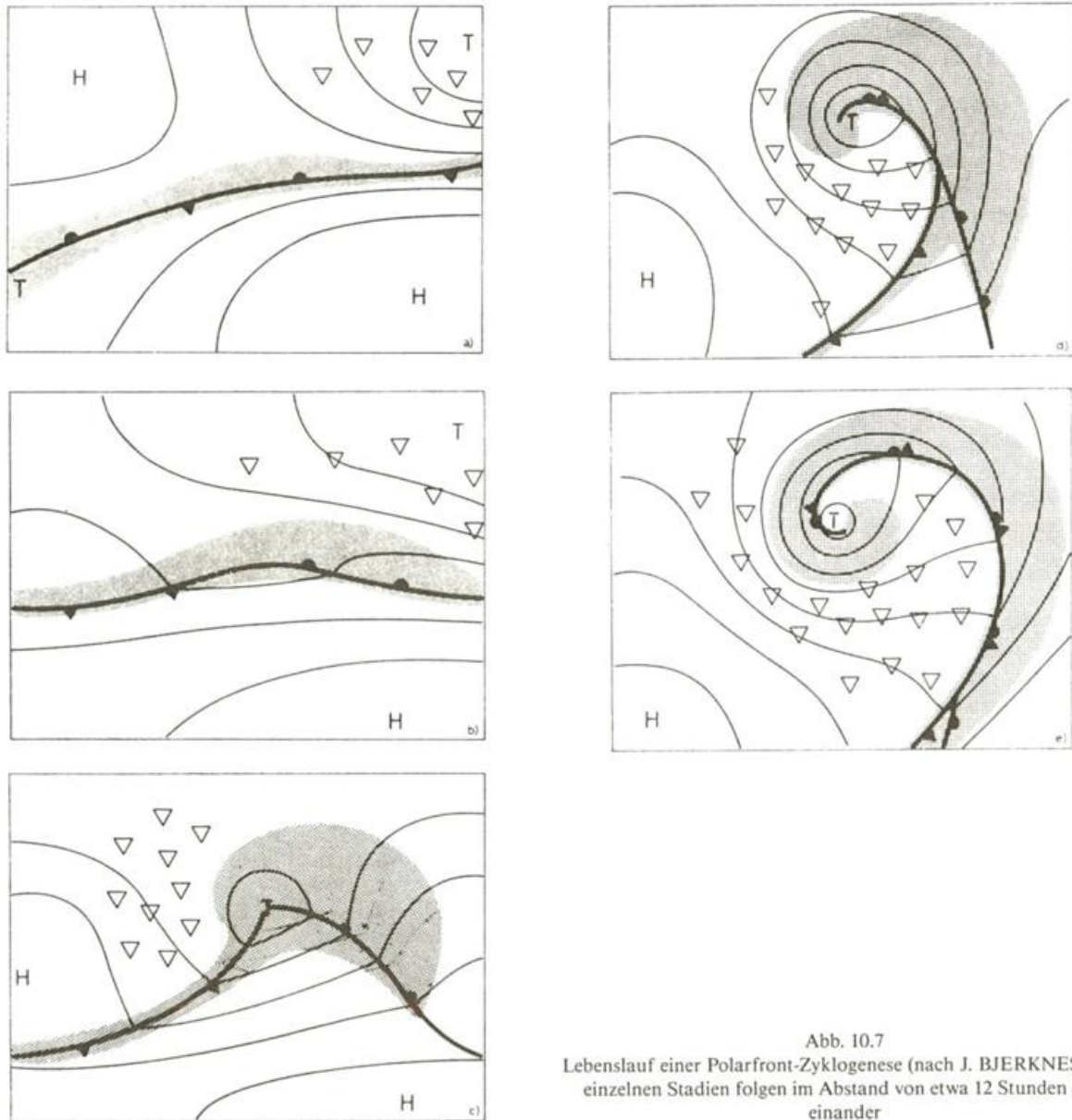


Abb. 10.7
Lebenslauf einer Polarfront-Zyklogense (nach J. BJERKNES). Die einzelnen Stadien folgen im Abstand von etwa 12 Stunden aufeinander

dabei – wie z. B. in Abb. 10.9 b) angedeutet – innerhalb der Grenzschicht eine senkrechte bzw. leicht nach vorn geneigte Lage, während sie oberhalb davon die oben beschriebene flache Neigung aufweist.

Im Gegensatz dazu kann sich bei Warmfronten die Reibung voll auswirken, so daß die Bodenfront gegenüber der Höhenfront oftmals weit zurückbleibt und die Warmfrontfläche im Grenzschichtbereich eine sehr flache Lage aufgeprägt bekommt. Besonders im Winter bleibt häufig eine seichte Kaltluftkappe unter der vordringenden Warmluft liegen. Vor der nur zögernd fortschreitenden Bodenfront bildet sich dann nicht selten eine Höhenfront aus, an der die stärkste Wetterwirksamkeit beobachtet wird.

10.3 Der Lebenszyklus der Idealzyklone

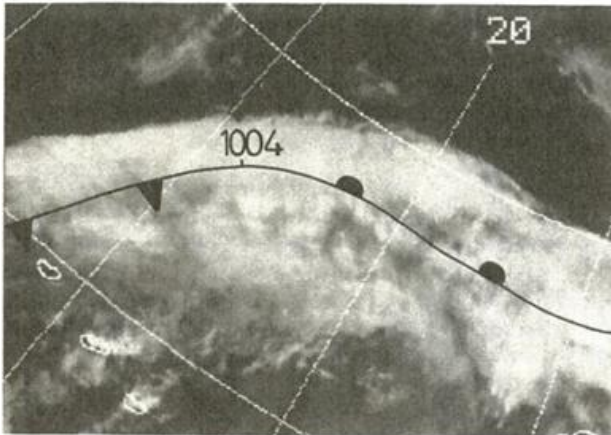
Der Prozeß der Entstehung von Zyklonen wird als *Zyklogense* bezeichnet. Obwohl dieser Prozeß in unterschiedlicher Form ablaufen kann, machen die meisten Zyklonen doch einen weitestgehend ähnlichen Lebenszyklus durch. Er wurde

erstmalig von J. BJERKNES und H. SOLBERG in den Jahren nach dem ersten Weltkrieg im Rahmen der sogenannten *Polarfronttheorie* beschrieben. Dieser typische Ablauf der Zyklonenentwicklung wird im folgenden dargestellt, wobei Abbildung 10.7 zur Illustration dienen soll. Sie enthält verschiedene, im Abstand von etwa 12 Stunden aufeinanderfolgende Phasen der Zyklogenese. Dazu passende Satellitenbilder sind in Abbildung 10.8 wiedergegeben.

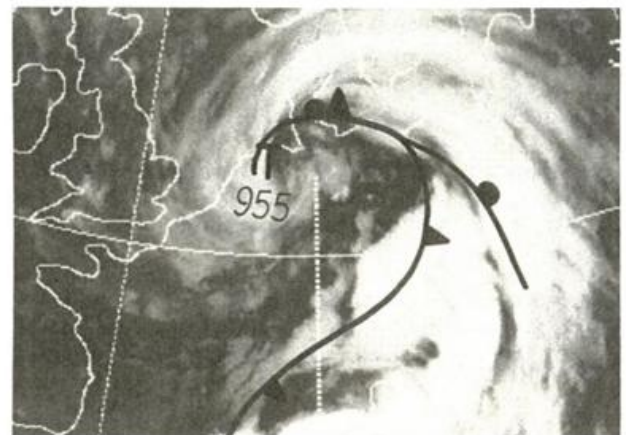
10.3.1 Initialphase

Die Zyklogenese im Bodenniveau beginnt normalerweise an einer quasistationären oder nur langsam wandernden Bodenfront. Durch unterschiedlich große Bewegungskomponenten entsteht zunächst eine wellenförmige Deformation der Front, verbunden mit einer auffälligen Ausweitung des frontalen Wolken- und Niederschlagsbandes zur kalten Seite der Bodenfront. Normalerweise handelt es sich dabei um Schichtbewölkung, die bis ins Ci-Niveau hinaufreicht. Die Entstehung dieser hochreichenden Bewölkung ist ein Indiz dafür, daß der

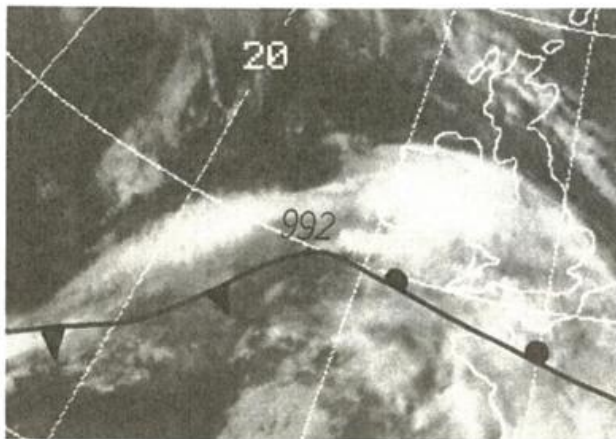
a)



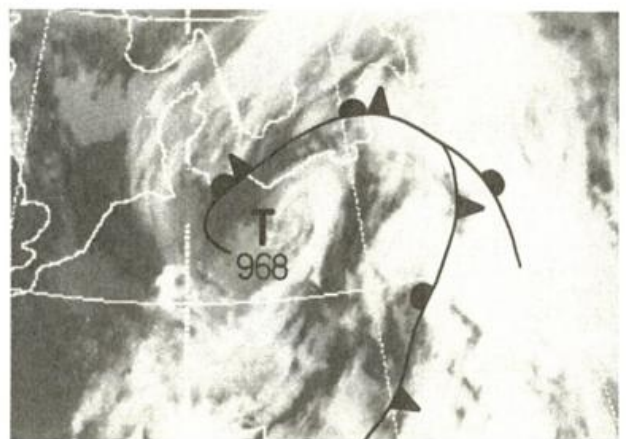
d)



b)



e)



c)



Abb. 10.8

Satellitenbilder einer Zyklonogenese vom 19.10.1986, 12^h bis 21.10.1986, 09^h UTC. Die Entwicklungsphasen a) bis e) entsprechen etwa den Stadien a) bis e) in Abb. 10.7

Prozeß der Zyklonogenese eine großräumige Hebung in der Troposphäre voraussetzt.

Häufig erfolgt diese Initialphase der Zyklonenentwicklung im Bereich eines frontogenetischen Viererdruckfeldes, so daß die Prozesse von Frontogenese und Zyklonogenese parallel ablaufen. Häufig beginnt die Zyklonenentwicklung aber auch unter der Vorderseite eines kurzwelligen Trogens der Höhenströmung.

Durch einsetzenden und immer stärker werdendem Druckfall bildet sich bald ein Isobarentrog und später ein abgeschlossenes Tiefdruckgebiet im Bereich des Wellenscheitels. Verbunden damit stellt sich im Windfeld eine immer stärker werdende zyklonale Zirkulation um den Wellenscheitel ein. Als Folge davon erhält der Wind vor dem Wellenscheitel eine Komponente von der warmen zur kalten Luft, so daß dort die Front als Warmfront vorzurücken beginnt. Umgekehrt bekommt der Wind hinter dem Wellenscheitel eine Komponente von der

kalten zur warmen Luft, wodurch dort die Front als Kaltfront in Bewegung gesetzt wird. Mit dem Vordringen der Warmluft ist Druckfall, mit dem der Kaltluft Druckanstieg verknüpft. Diese Drucktendenzen überlagern sich dem großräumigen Fall, der aus der Dynamik der Höhenströmung resultiert und für den Entwicklungsbeginn verantwortlich ist (vgl. Kap. 10.4). Der relativ stärkste Druckfall ergibt sich somit vor der Bodenwarmfront in Nähe des Wellenscheitels. Als Folge davon verlagert sich das gerade entstandene Wellentief etwa in Richtung der Warmluftströmung oberhalb der planetarischen Grenzschicht.

Während dieser Entwicklung verstärkt sich die aufwärts gerichtete Luftbewegung über dem entstehenden Tief immer mehr, so daß sich Wolken- und Niederschlagsgebiet immer

weiter vergrößern. Bei starker Entwicklung entsteht eine bis zu 10 km hochreichende Wolkenmasse, die vorderseitig von Wellenscheitel und Warmfront – etwa über dem Gebiet des stärksten Druckfalls am Boden – konzentriert ist. Sie überdeckt als Ns den Wellenscheitel, das Innere des durch die Fronten aufgespannten *Warmsektors* sowie das Gebiet vor der Bodenwarmfront und hinter der Bodenkaltfront.

Als Cs erstreckt sich der Wolkenschirm mehrere hundert Kilometer zur kalten Seite der Bodenfront. Im Satellitenbild kann man häufig einen markanten Abbruch dieser hohen Bewölkung erkennen. Dort verläuft dann der zu der Bodenfront bzw. zur Frontalzone gehörende Polarfront-Jetstream. Aus dieser Zuordnung ist abzulesen, daß die Hebung überwiegend die Luft auf der warmen Seite der Frontalzone erfaßt.

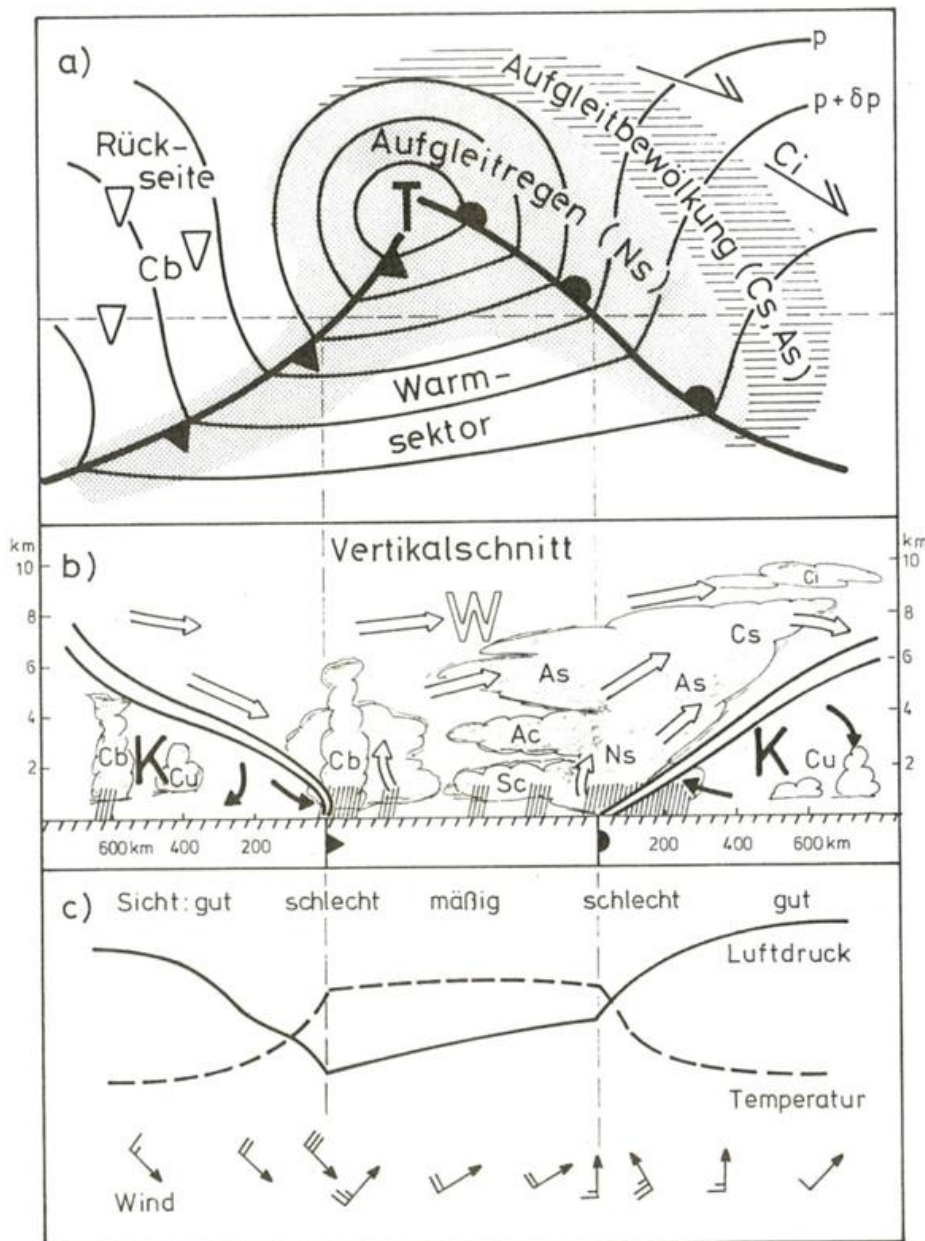


Abb. 10.9
 Stadium der Warmsektorzyklone
 a) Bodenkarte: Isobaren, Fronten, Bewölkung und Hydrometeore
 b) Vertikalschnitt: Frontalzone, Bewölkungsverteilung und Windkomponenten relativ zur Verlagerung des Tiefs
 c) Zeitlicher Verlauf meteorologischer Parameter

Im weiteren Verlauf der Entwicklung verlagert sich der Schwerpunkt des Aufsteigens immer mehr zur Vorderseite der Warmfront, während das Wolken- und Niederschlagsband der Kaltfront immer schneller wird und die Bewölkung bald nach Frontpassage aufreißt.

Diese Änderung ist ein Zeichen dafür, daß neben der aufwärts gerichteten Luftbewegung, der die wärmere Luft unterworfen ist, jetzt eine Absinkbewegung einsetzt, die hauptsächlich die hinter der Kaltfront vordringende Polarluft erfaßt. Hebung der wärmeren und Absinken der kälteren Luft ergeben zusammen wiederum eine thermisch direkte Zirkulation, durch die potentielle Energie in kinetische Energie der anwachsenden zyklonalen Bewegung umgewandelt wird.

Für die weitere Entwicklung ist charakteristisch, daß die Kaltfront des Tiefs schneller vorankommt als die Warmfront, so daß der von beiden Fronten eingegrenzte Warmsektor allmählich immer schmaler wird. Dieser Vorgang ist die notwendige Folge der eben beschriebenen direkten Zirkulation. Durch diese erfolgt in Bodennähe eine Schrumpfung der Warmluft infolge der andauernden Hebung und ein Auseinanderfließen der absinkenden Kaltluft. Dadurch wird die Kaltfront in ihrer Bewegung beschleunigt, die Warmfront dagegen abgebremst.

10.3.2 Die Warmsektorzyklone

Etwa 24 Stunden nach Entwicklungsbeginn erreicht das Tief das Stadium der *Warmsektorzyklone*, das als Reifestadium der Zyklonenentwicklung betrachtet werden kann. Dieses Stadium ist in Abbildung 10.9 etwas detaillierter dargestellt. Man sieht, daß zu diesem Zeitpunkt die beiden Frontlinien, die vom Tiefzentrum ausgehen, etwa einen rechten Winkel bilden. Der durch die Hebung entstandene Wolkenschirm beginnt bereits 600 km – 1000 km vor der Warmfront bzw. dem Wellenscheitel in Form einzelner Ci (häufig Ci unc), die sich verdichten und in den typischen Cs-Aufzug übergehen. Es folgen bei stetig absinkender Wolkenuntergrenze dünner und dann dichter As. Aus ihm fallen bei einer Untergrenze von rund 3 km die ersten Niederschläge. Durch die damit verbundene Feuchtezunahme in den tieferen Schichten können auch dort Wolken entstehen, die mit dem As rasch zu einem Ns zusammenwachsen. Im Bereich des Ns setzen sich die Niederschläge mit wachsender Intensität fort. Sie fallen – je nach den Temperaturverhältnissen – als Regen (Landregen) oder Schnee. Insgesamt ist das präfrontale Niederschlagsgebiet etwa 100 km – 300 km breit.

Das Gebiet mit Hebung, Ns und Niederschlag erfaßt im Stadium der Warmsektorzyklone nach wie vor den Kern des Tiefdruckgebietes, den kernnahen Teil des Warmsektors und der Kaltfront sowie einen breiten Streifen rund um den Wellenscheitel auf der kalten Seite der Bodenfront. Die Verhältnisse im übrigen Warmsektor sind unterschiedlich je nach Feuchte- und Schichtungsverhältnissen der Warmluft. Bei maritimen Luftmassen herrscht starke Bewölkung vor, die sich allerdings meist auf das tiefe Niveau beschränkt und aus der nur geringer Niederschlag – z. B. in Sprühregenform – fällt.

Mit Annäherung der Kaltfront der Warmsektorzyklone verdichtet sich die Bewölkung wieder zu einem Ns, der aber im Gegensatz zur Warmfront nicht sehr hoch hinaufreicht. Wolkenobergrenzen von 3 km – 5 km Höhe sind typisch für diese Front. Das Fehlen höherer Bewölkung ist darauf zurückzuführen, daß nicht nur die hinter der Kaltfront vordringende Polarluft, sondern auch die oberhalb der Frontalzone strömende Warmluft einer Absinkbewegung unterworfen ist. Des-

halb ist das Wolken- und Niederschlagsband der Kaltfront normalerweise relativ schmal. Allerdings kann durch die zwangsweise Hebung an der Front Labilität ausgelöst werden, so daß sich Cumuli und Cumulonimben bilden und die Frontpassage von Schauern und Gewittern begleitet ist. Nach Durchgang der Kaltfront klart der Himmel infolge der allgemeinen Absinkbewegung rasch auf, ehe sich in der einfließenden Kaltluft durch Labilisierung vom Untergrund her Quellwolken bilden und die Schauertätigkeit des „Rückseitenwetters“ beginnt.

In Abbildung 10.9 c) ist außerdem der Gang einiger meteorologischer Parameter beim Vorbeiziehen einer Warmsektorzyklone dargestellt. Man sieht, daß der Luftdruck mit Annäherung der Warmfront immer stärker zu fallen beginnt. Der stärkste Druckfall wird unmittelbar vor der Warmfront in Nähe des Tiefkerns beobachtet. Die Fallbeträge erreichen dabei nicht selten 10 hPa/3 Std. Innerhalb des Warmsektors fällt der Druck weiter, vor allem in Kernnähe, während er in größerer Entfernung vom Tiefkern nur noch wenig fällt. Mit Passage der Kaltfront beginnt der Druck zu steigen. Temperatur und Taupunkt steigen mit Annäherung der Warmfront im allgemeinen an, bleiben innerhalb des Warmsektors nahezu konstant und sinken nach der Kaltfrontpassage mehr oder weniger rasch wieder ab. Die Sicht verschlechtert sich rapid im Niederschlag vor der Warmfront bzw. an der Kaltfront und bessert sich auffallend hinter der Kaltfront. Innerhalb des Warmsektors hängen die Sichtverhältnisse vom Feuchtegehalt der Warmluft ab.

Die Bodenwinde drehen mit Annäherung der Warmfront zurück und frischen stark auf. Bei Durchgang der Warmfront erfolgt ein Rechtsdrehen verbunden mit einer vorübergehenden Geschwindigkeitsabnahme. Im Warmsektor selbst herrschen häufig sehr starke Winde. Mit Passage der Kaltfront drehen die Winde weiter nach rechts, wobei der Betrag der Drehung in Kernnähe gering, weiter außen dagegen groß ist. Die Kaltfrontpassage selbst ist normalerweise mit starken Böen verknüpft.

10.3.3 Okklusion und Alterungsprozeß

Im weiteren Verlauf der Entwicklung schwenkt die Kaltfront mit immer stärker werdenden Winden immer rascher um den Zyklonenkern herum und holt die Warmfront ein. Dieser Vorgang, der sich vom Kern aus rasch nach außen fortsetzt, wird nach BERGERON als *Okklusion* bezeichnet. Dementsprechend wird die resultierende Front *Okklusionsfront* genannt.

Je nachdem, ob die Polarluft vor der Warmfront kälter oder wärmer ist als die hinter der Kaltfront vorstoßende Polarluft, hat sie Warmfront- oder Kaltfrontcharakter. Wolken- und Niederschlagsverteilung an einer Warmfront-Okklusion sind in Abbildung 10.10 schematisch dargestellt. Die Frontalzone der Okklusion steigt zur Vorderseite an, und der Vereinigungspunkt von Kalt- und Warmfront liegt vor der Bodenfront. Wegen der Absinkbewegung im Kaltfrontbereich wird das Wolkensystem der Warmfront von der Rückseite her abgebaut. Dadurch entfernt sich der hochreichende Ns mit dem stärksten Niederschlag immer mehr von der Bodenfront, wobei die Niederschlagstätigkeit mit fortschreitendem Okklusionsprozeß normalerweise immer geringer wird. Während der beginnenden Okklusionsphase erreicht die Zyklone gewöhnlich ihren tiefsten Kerndruck und ihre größte Intensität hinsichtlich der im Zyklonenbereich auftretenden Windgeschwindigkeiten. Da umgekehrt die Verlagerungsgeschwindigkeit des Tiefkerns während der Okklusion deutlich grin-

ger wird gegenüber dem Stadium der Warmsektorzyklone, werden die Luftmassen im Einflußbereich des Tiefdruckgebietes immer stärker von der heftigen zyklonalen Rotation um den Kern erfaßt und verwirbelt. Als Folge davon beginnt das okkludierende Frontensystem zyklonal um den Kern herumzuschwenken, wobei das Wolken- und Niederschlagsband der Okklusion die charakteristische Spiralform annimmt, wie sie die Satellitenbilder immer wieder zeigen. Auch die absinkende Kaltluft wird spiralförmig um den Kern geführt, so daß wolkenfreie Räume in zyklonal gekrümmten Zungen miteinander abwechseln.

Mit fortschreitendem Okklusionsprozeß wird der Raum, den die aufsteigende Warmluft in der unteren Troposphäre einnimmt, immer kleiner, während die abgesunkene Kaltluft sich immer weiter ausbreitet. Dadurch wandelt sich das Bodentief in einen umfangreichen kalten Wirbel um. In der Höhe breitet sich umgekehrt die Warmluft aus, während der Bereich mit Kaltluft schrumpft. Allerdings wird der Temperaturkontrast zwischen den beiden Luftmassen allmählich geringer, da wegen der Hebung die Warmluft adiabatisch gekühlt und wegen des Absinkens die Kaltluft adiabatisch erwärmt wird. Dadurch verringert sich der Energievorrat für eine Umwandlung in kinetische Energie immer mehr, so daß die Entwick-

barenrichtung – einen Massenfluß in die Zyklone hinein erzeugt, erfolgt dabei das „Auffüllen“ des Bodentiefs, d. h. der Kerndruck steigt wieder an, das Druckgefälle an den Flanken wird geringer, die Winde lassen nach. Dieser Vorgang vollzieht sich über dem Festland – wegen der großen Reibung – wesentlich schneller als über See, wo gealterte Zyklonen häufig eine recht lange Lebensdauer haben und bei ortsfester Kernlage steuernd für andere Druckgebilde wirken können.

Zum Schluß sei betont, daß durchaus nicht jedes innerhalb der Westwindzone entstehende Tief den gesamten Zyklus durchlaufen und sich zur großen okkludierten Sturmzyklone entwickeln muß. Auch beeinflussen Untergrundbeschaffenheit und Orographie das Erscheinungsbild der Zyklonen sehr stark. Die geschilderten Verhältnisse können deshalb nur für den Atlantik sowie für West- und Mitteleuropa als typisch angesehen werden.

10.4 Entwicklung der Höhenströmung während der Zyklonogenese

Die bisherige Darstellung beschränkte sich hauptsächlich auf die Vorgänge im Bodenfeld bzw. in der unteren Troposphäre.

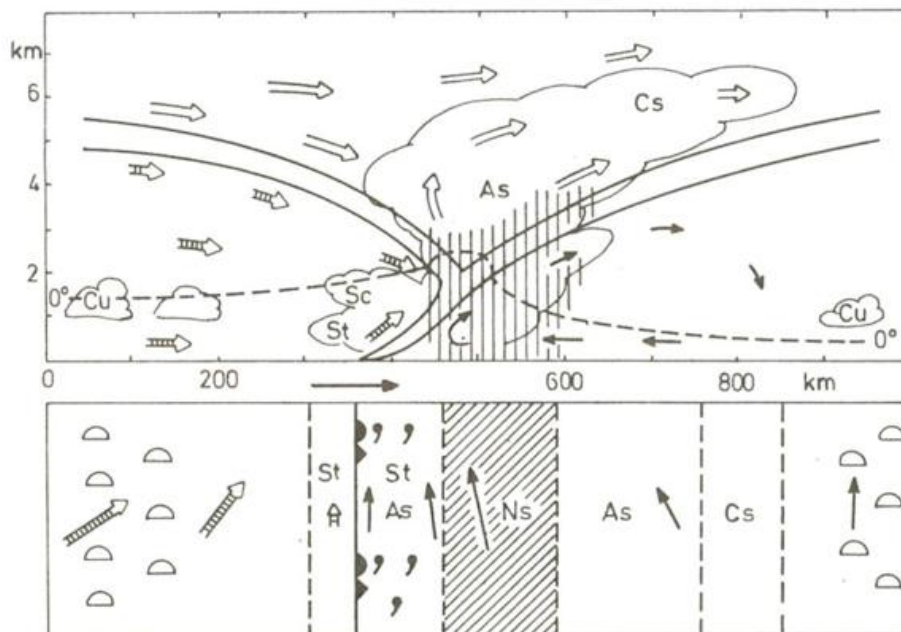


Abb. 10.10

Modell einer Warmfront-Okklusion (oben: Vertikalschnitt, unten: Ausschnitt der Bodenkarte. Die Pfeile geben schematisch die Luftbewegung relativ zur Verlagerung der Front wieder)

lung langsamer wird und früher oder später zum Stillstand kommt. Die adiabatische Abkühlung der Warmluft kann andererseits durch Freiwerden von Kondensationswärme herabgesetzt werden, wodurch die Intensität der Zyklone erhöht und ihre Lebensdauer erheblich verlängert werden kann.

Ein solches „gealtertes“ Tief bewegt sich im allgemeinen nur noch langsam oder wird sogar ortsfest. Das Satellitenbild zeigt in seinem Bereich häufig mehrere Wolkenspiralen der Okklusion, die allerdings bald diffus werden und in einzelne Wolkenfelder auseinanderfallen, getrennt durch wolkenfreie Räume bzw. Bereiche mit konvektiver Bewölkung. Durch die Bodenreibung, die – wegen der Ablenkung des Windes von der Iso-

Sie soll jetzt ergänzt werden durch die Schilderung der gleichzeitig mit der Boden-Zyklonogenese stattfindenden Entwicklung in der mittleren und oberen Troposphäre, wie sie sich auf den Topographien der 500- und 300-hPa-Flächen widerspiegelt.

Wie in Kapitel 9.4 erläutert, sind für die Verhältnisse in der freien Atmosphäre wellenförmige Stromlinienfelder charakteristisch. Den dort behandelten langen Wellen sind nun zahlreiche kürzere Wellen mit Wellenlängen zwischen 2000 km und 5000 km überlagert, die sich mit höherer Geschwindigkeit verlagern und in ihrer Verlagerungsrichtung dabei von den langen Wellen „gesteuert“ werden.

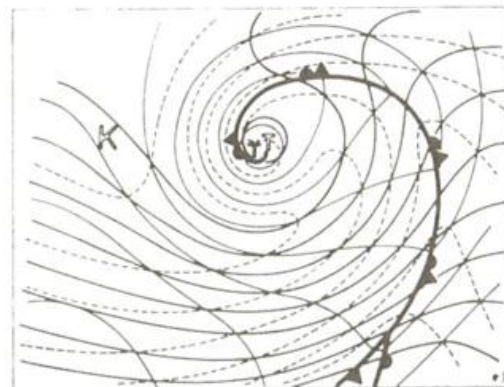
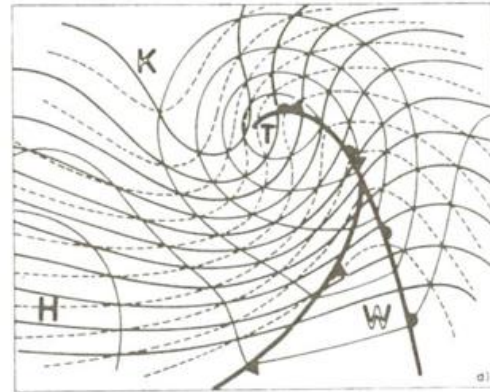
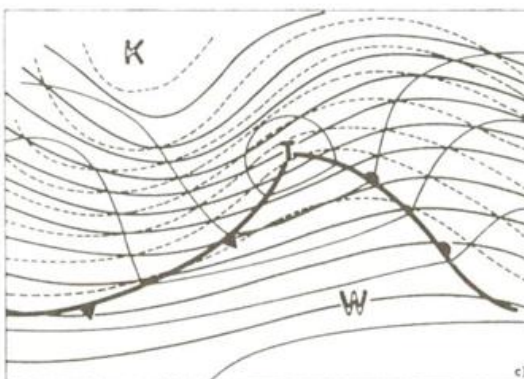
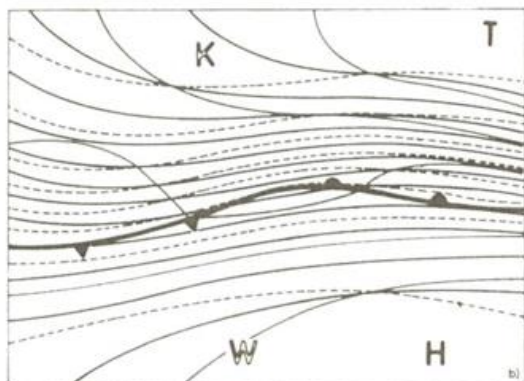
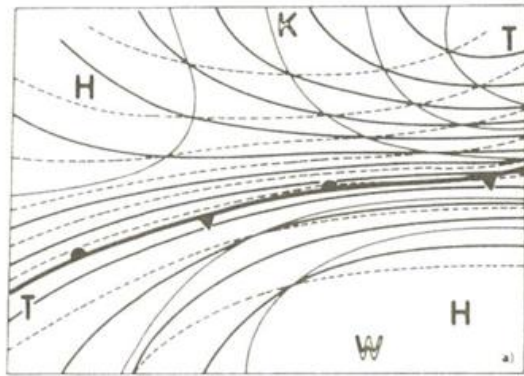


Abb. 10.11

Temperaturverteilung und Verlauf der Höhenströmung während der verschiedenen Stadien einer Zyklonenentwicklung (vgl. Abb. 10.7)

(dünn ausgezogen: Isohypsen 1000 hPa, dick ausgezogen: Isohypsen 500 hPa, strichliert: relative Isohypsen 500/1000 hPa)

Die Entwicklung der Bodentiefdruckgebiete vollzieht sich im Bereich dieser kurzen Wellen, und zwar unter der Vorderseite der Wellenträge, also zwischen Trog und Rücken stromab; unter der Trogrückseite – zwischen Trog und Rücken stromauf – kann es umgekehrt zur Ausbildung eines Bodenhochs kommen.

Die Zyklonogenese im Bodengebiet setzt insbesondere dann ein, wenn sich ein Höhentrog einer quasistationären oder langsam wandernden Bodenfront nähert. In den Fällen, in denen im Gegensatz dazu die Höhenströmung zu Entwicklungsbeginn noch kein Wellenmuster aufweist, bildet sich dieses bald durch die Vorstöße von Warm- und Kaltluft auf der Vorder- bzw. Rückseite des Bodentiefs. Unterbleibt dagegen die Bildung einer derartigen Welle, so bleibt die Bodenentwicklung schwach oder endet gar in einer frühen Phase.

In Abbildung 10.11 sind die Veränderungen des Stromfeldes in der mittleren Troposphäre (500 hPa) dargestellt, die mit einer kräftigen Boden-Zyklonogenese verknüpft sind. Sie sind mit der Entwicklung in Bodennähe (1000 hPa) durch entsprechende

Veränderungen der relativen Topographie 500/1000 hPa verbunden, die gemäß Kapitel 5.6.2 direkt proportional der virtuellen Mitteltemperatur zwischen beiden Druckflächen ist.

Man erkennt aus der Darstellung, daß während des zyklonogenetischen Prozesses die Amplitude der Höhenwelle immer größer wird, indem sich der Trog immer mehr nach Süden ausdehnt, während sich der Rücken nordwärts ausweitet. Gleichzeitig verkürzt sich die Wellenlänge. Das Gleiche gilt für die Isothermen der Mitteltemperatur, die eine immer stärkere Wellenform aufgeprägt bekommen.

Das Bodentief bleibt dabei unter der Vorderseite des Höhentrog, etwa halbwegs zwischen Trog und Rücken stromab. Die vertikale Achse der Zyklone, die den Kern des Bodentiefs mit der Troglinie in der Höhe verbindet, ist somit nach rückwärts geneigt. Diese Achsenneigung ist charakteristisch für entwicklungsfähige Gebilde. Ein Vergleich mit der Verteilung der Mitteltemperatur zeigt, daß Voraussetzung für diese Achsenneigung eine zum Kern des Tiefs asymmetrische Temperaturverteilung ist. In West-Ost-Richtung (von links nach rechts) ver-

glichen, liegt nämlich die kälteste Luft westlich (rückseitig) und die wärmste Luft östlich (vorderseitig) der Bodenzyklone. Vergleicht man die Welle, die die Isothermen beschreiben, mit der Welle der Isohypsen in 500 hPa, so erkennt man eine Phasendifferenz dergestalt, daß die Temperaturwelle um etwa eine viertel Wellenlänge hinter der Potentialwelle liegt.

Diese für die Entwicklung offensichtlich notwendige Asymmetrie des Temperaturfeldes und die damit verknüpfte vertikale Achsenneigung gehen hauptsächlich auf die horizontalen Luftmassentransporte im Einflußbereich der Zyklone zurück. So wird auf der Vorderseite der Zyklone mit südlichen Winden wärmere Luft nordwärts verfrachtet, so daß dort die Mitteltemperatur ansteigt, während auf der Rückseite des Tiefs mit nördlichen Winden kältere Luft südwärts vorstößt, was zu einer Verringerung der Mitteltemperatur führt. Entsprechend der thermischen Windgleichung (6.50) dreht dabei der geostrophische Wind über der Tief-Vorderseite durch die Warmluftadvektion von Süd in 1000 hPa nach rechts auf SW bis W in 500 hPa. Über der Tief-Rückseite dreht der Wind dagegen von N bis NW in Bodennähe zurück auf W in der Höhe, wodurch Kaltluftadvektion angezeigt wird.

Im Laufe der Entwicklung verringert sich die Verlagerungsgeschwindigkeit der Bodenzyklone, während die Höhenwelle mit gleicher oder sogar noch gesteigerter Geschwindigkeit vorrückt. Dadurch verringert sich die vertikale Achsenneigung allmählich. Damit verbunden erfolgt eine immer stärkere Verwirbelung der an der Zyklonogenese beteiligten Luftmassen, so daß die Isothermen zunehmend stärker deformiert werden und schließlich Spiralform annehmen. Während dieser letzten Entwicklungsphase schließt sich gewöhnlich innerhalb des Troges ein Höhentief ab, das sich mit seinem Kern immer mehr dem Bodentief nähert.

Die Entwicklung endet, wenn die Achse des Tiefdruckgebietes senkrecht steht. Die Verteilung der Mitteltemperatur muß dann symmetrisch zum Kern sein. Bei stark entwickelten Sturm- und Orkanzyklonen findet man normalerweise relativ warme Luft im Kernbereich und kältere Luft ringsum. Die Intensität derartiger Zyklonen nimmt mit der Höhe ab (vgl. Kap. 6.7). Bei anderen Tiefdruckgebieten verschwinden die Unterschiede der Mitteltemperatur in Kernnähe fast völlig, so daß sie in allen Höhen gleichbleibende Intensität aufweisen. Eine dritte Möglichkeit des Endstadiums ist das kalte Tief, dessen Intensität mit der Höhe zunimmt.

Von Interesse ist die Beziehung, die sich zwischen der Lage des Bodentiefs und dem Verlauf des Polarfront-Jetstreams während der verschiedenen Entwicklungsphasen ergibt. Sie ist in

Abbildung 10.12 schematisch dargestellt. Die Initialphase der Zyklonogenese vollzieht sich immer unter der antizyklonalen Flanke des Strahlstroms, etwa 400 km – 600 km von der Achse entfernt. Bei der Weiterentwicklung zur Warmsektorzyklone nähern sich Jetachse und Bodenkern, wobei der Jet analog zum Höhenstromfeld eine immer stärkere Wellung erfährt. Die Zyklonogenese erreicht ihren Höhepunkt, wenn das Bodentief direkt unter der Strahlstromachse liegt. Während des anschließenden Okklusionsprozesses entfernen sich Bodenkern und Jet wieder voneinander, wobei das Bodentief nun unter der zyklonalen Flanke zu liegen kommt und die Jetachse etwa über den Okklusionspunkt des Frontensystems hinwegführt.

10.5 Zyklonenfamilien

Man beobachtet häufig, daß an der Kaltfront einer teilokkludierten Zyklone unter der Vorderseite des Höhentroges erneut eine Wellenbildung einsetzt und sich der eben geschilderte Prozeß der Zyklonogenese wiederholt. Auf diese Art und Weise kann es dazu kommen, daß man an einem durchgehenden Frontenzug drei bis fünf Einzelzyklonen in verschiedenen Entwicklungsstadien hintereinander aufgereiht findet. Eine derartige Anordnung wird als *Zyklonenfamilie* bezeichnet (Abb. 10.13).

Das Auftreten solcher Zyklonenfamilien ist besonders charakteristisch für die in Kapitel 9.5.2 geschilderte Zirkulationsform mit relativ schwacher zonaler, dafür aber vergleichsweise starker meridionaler Bewegungskomponente. Die Bodenkarten zeigen dann nicht selten vier oder fünf Zyklonenfamilien über die Nordhalbkugel verteilt, zwischen denen sich umfangreiche, meridional orientierte Hochdruckzonen erstrecken. Die Einzelzyklonen der Zyklonenfamilien weisen dabei eine vorherrschende Verlagerungsrichtung von Südwest nach Nordost auf. Im Bereich ihrer Warmsektoren werden in breitem Strom warme Luftmassen – gemäßigte Luft bzw. Tropikluft – nordostwärts transportiert. Während auf der Rückseite der Einzelzyklonen die Kaltluftvorstöße gering bleiben, erfolgt am westlichen Ende der Zyklonenfamilie – zwischen ihr und der folgenden Hochdruckzone – ein intensiver Vorstoß hochreichender Polarluft weit nach Süden.

Ein Vergleich mit den Karten der Höhenströmung (Abb. 10.13 b) zeigt, daß derartige Zyklonenfamilien sich unter der Vorderseite eines langwelligen Troges großer Amplitude ausbilden, während die westlich folgende Bodenhochdruckzone unter der Trog-Rückseite angeordnet ist. Zu den Einzelzyklo-

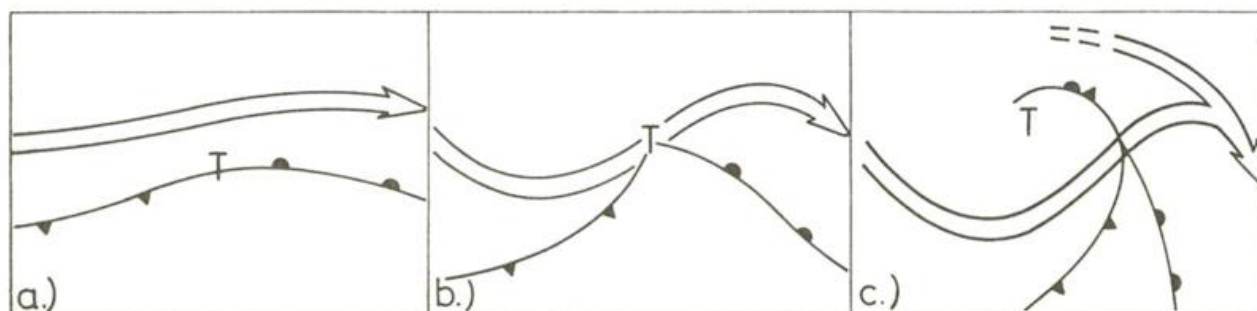


Abb. 10.12
Lage des Bodentiefs und der Bodenfronten relativ zum Jetstream während der Zyklonogenese, a) Frontalwelle, b) Warmsektorzyklone, c) Teilokkludierte Zyklone

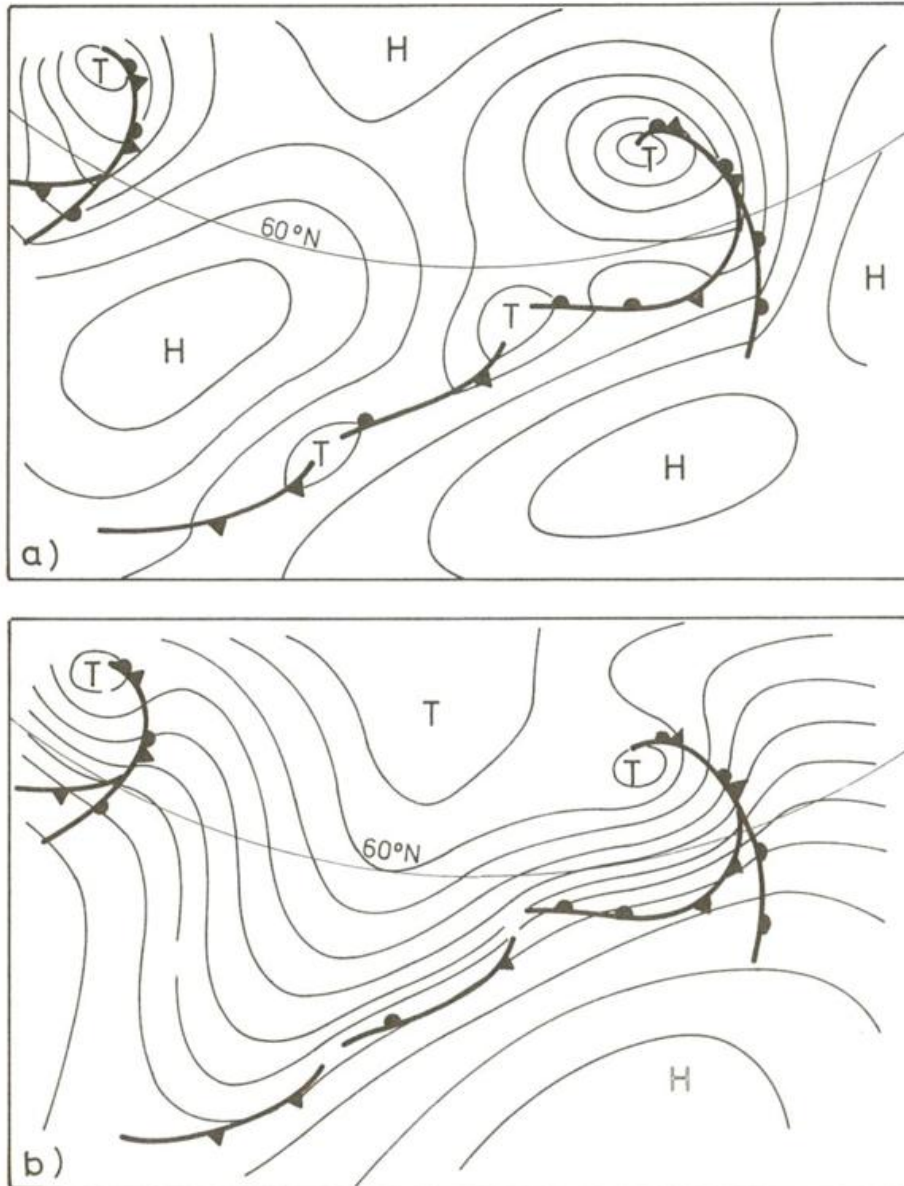


Abb. 10.13
 Modell einer Zyklonenfamilie
 a) Bodenkarte
 b) Topographie einer Druckfläche in der mittleren oder oberen Troposphäre und Frontenzug der Bodenkarte

nen der Familie gehören – wie in Kapitel 10.4 beschrieben – kurze Wellen der Höhenströmung, die dem langwelligen Grundmuster überlagert sind und von ihm richtungsmäßig gesteuert werden. Die ganze Anordnung verlagert sich im allgemeinen langsam von West nach Ost, wobei es im Mittel 5–6 Tage dauert, bis eine Zyklonenfamilie einen bestimmten Punkt passiert hat.

10.6 Antizyklonen

Zwischen den einzelnen Mitgliedern einer Zyklonenfamilie zeigt das Bodendruckfeld auf der kalten Seite der Bodenfront antizyklonal gekrümmte Isobaren. Dieser Bereich wird als Zwischenhochkeil bezeichnet. Da dieser Hochkeil aus kalter Luft besteht, ist er ein flaches Gebilde, das meist in wenigen Kilometern Höhe nicht mehr erkennbar ist. Ähnlich wie die

benachbarten Zyklonen verlagert sich der Zwischenhochkeil rasch, wobei seine Annäherung im allgemeinen mit nachlassender Schauerstätigkeit und Aufheiterung verbunden ist, während an seiner rückwärtigen Flanke die neue Eintrübung beginnt. Diese Beziehung zum Wetter läßt erkennen, daß vorderseitig des Zwischenhochkeils mit Bodendruckanstieg großräumig Absinken herrscht, während rückseitig – mit beginnendem Bodendruckfall – eine aufwärts gerichtete Vertikalbewegung einsetzt. Unter günstigen Umständen kann sich aus einem derartigen kalten und flachen Zwischenhochkeil ein warmes und vertikal mächtiges Hochdruckgebiet entwickeln. Dieser Vorgang, der als *Antizyklogenese* bezeichnet wird, ist in Abbildung 10.14 in mehreren Phasen schematisch dargestellt.

Voraussetzung für die Entwicklung ist offensichtlich, daß der Zwischenhochkeil unter die Vorderseite eines kurzwelligen

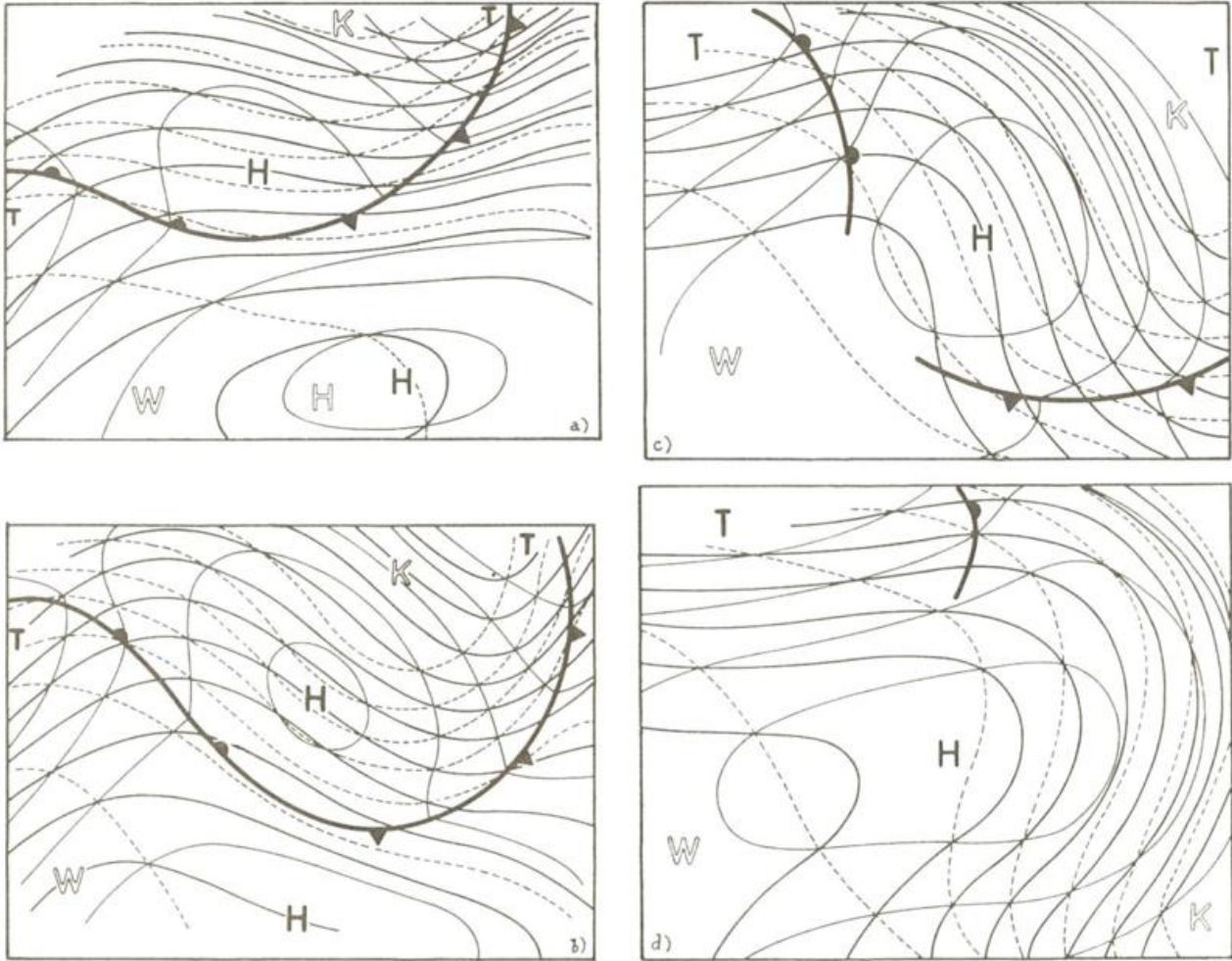


Abb. 10.14
 Entwicklung eines wandernden Zwischenhochkeils zur warmen Antizyklone. Die einzelnen Stadien folgen im Abstand von etwa 12 Stunden aufeinander (dünn ausgezogen: Isohypsen 1000 hPa, dick ausgezogen: Isohypsen 500 hPa, strichliert: relative Isohypsen 500/1000 hPa)

Rückens der Höhenströmung gerät. Ähnlich wie bei der Zyklogenese ergibt sich dann eine rückwärtige Achsenneigung zwischen Bodenhochkeil und Höhenrücken verbunden mit einer asymmetrischen Temperaturverteilung dergestalt, daß die – zonal verglichen – kälteste Luft östlich und die wärmste Luft westlich des Boden- und Höhenkeils liegt. Auch hier kann vermutet werden, daß diese für die Achsenneigung notwendige Temperaturverteilung hauptsächlich auf die horizontalen Luftmassentransporte zurückgeht, da ja an der Westflanke des Hochkeils warme Luft nach Norden, an seiner Ostflanke dagegen kalte Luft nach Süden verfrachtet wird.

Von dieser günstigen Anordnung ausgehend, entwickelt sich aus dem Zwischenhochkeil durch Druckanstieg bald eine abgeschlossene Hochdruckzelle, die immer mehr erstarkt und sich ausweitet. Das Ganze wird begleitet von einem großräumigen Absinken der Luft in der mittleren Troposphäre, was zu Wolkenauflösung, Austrocknung und Stabilisierung der Schichtung in der unteren Troposphäre Anlaß gibt.

Mit Erhöhung des Kerndruckes wird auch die antizyklonale Zirkulation um das Hoch stärker. Durch sie wird die Warmluft nordseitig, die Kaltluft südseitig um das Hoch herumgeführt.

Da die gleichzeitig stattfindende Absinkbewegung aber zu einer adiabatischen Erwärmung führt, kommt es insgesamt zu einer fortschreitenden Erhöhung der Mitteltemperatur im Zirkulationsbereich der Antizyklone.

Die Entwicklung endet auch hier, wenn die Achse sich aufgerichtet hat, wenn also der Höhenrücken nach einer rascheren Verlagerung als das Bodenhoch senkrecht über diesem zu liegen kommt. Die Mitteltemperatur zeigt dann eine zum Kern symmetrische Verteilung mit den höchsten Werten über dem Bodenkern. Da während des geschilderten Prozesses auch der Rücken der Höhenströmung eine Intensivierung erfährt, kommt es nicht selten auch in der Höhe zum Abschluß eines Hochdruckgebietes. Nach Aufrichten der Achse beginnt der Abbau des Bodenhochs durch die Reibung, die – wegen der Ablenkung der Winde von der Isobarenrichtung – einen stetigen Massenfluß aus dem Hoch heraus hervorruft.

Außer durch diesen Prozeß, der zu warmen, hochreichenden Antizyklonen führt, können – wie in Kapitel 9.1 erwähnt – Hochdruckgebiete im Bodengebiet auch durch strahlungsbedingte Auskühlung der bodennahen Luftmassen entstehen. Derartige kalte Antizyklonen bilden sich im Winter über den

nördlichen Kontinenten und bestimmen als umfangreiche und außerordentlich persistente Gebilde die mittlere Druckverteilung in den betreffenden Gebieten. In diesem Zusammenhang ist besonders das Hoch über Sibirien zu erwähnen, aus dessen Bereich oft sehr hohe Luftdruckwerte gemeldet werden, wobei allerdings teilweise der Reduktionseffekt (vgl. Kap. 5.4.1) mitspielen dürfte. Diese winterlichen Antizyklonen sind wegen der extrem niedrigen Temperaturen in ihrem Bereich sehr flach und reichen normalerweise nicht bis über 2 km Höhe hinauf.

Es muß hier betont werden, daß Hochdruckgebiete nie die Intensität aufweisen – was Druckgradient an den Flanken und resultierende Windgeschwindigkeiten betrifft –, die Tiefdruckwirbel erreichen können. Das ist in Übereinstimmung mit der Gradientwindbeziehung (6.38), die für antizyklonal gekrümmte Trajektorien einen Maximalwert des Druckgradienten bzw. eine Grenzgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Krümmungsradius vorschreibt.

Das Wetter im Bereich eines Hochdruckgebietes wird generell durch die Absinkbewegung geprägt. Das Absinken führt zu Trockenheit und Wolkenarmut insbesondere in der mittleren Troposphäre. Die aus dem Absinken resultierende Stabilität der thermischen Schichtung in der unteren Troposphäre dämpft oder verhindert konvektive Umlagerungen, so daß nur flache Schönwetter-Cumuli entstehen können. Häufig bildet sich aus dem Zusammenwirken von Absinkbewegung und turbulenter Durchmischung vom Boden her eine Schichtung mit einer 1 km – 2 km mächtigen, trocken- oder feuchtadiabatischen Schicht und einer starken Inversion mit Feuchterückgang oberhalb davon. Unter der Inversion können sich bei genügend hoher Feuchte St- oder Sc-Felder bilden, die häufig lange Zeit erhalten bleiben.

In der kalten Jahreszeit kommt es infolge der ungehinderten Ausstrahlung zu einer fortschreitenden Auskühlung der bodennahen Luftschichten innerhalb des Hochdruckgebietes. Es entsteht eine vertikal mächtige Bodeninversion, in der sich häufig Nebel oder Hochnebel bildet. Im Flachland und in den Niederungen herrscht dann oft tagelang unangenehm naßkaltes, trübes Wetter, während bereits die Gipfel der Mittelgebirge aus dem Nebelmeer herausragen und bei blauem Himmel vergleichsweise hohe Temperaturen zu verzeichnen haben. Der vertikale Austausch ist bei einer solchen Lage wegen der außerordentlich stabilen Schichtung sehr gering, so daß es zu einer gefährlichen Anreicherung von Schadstoffen in Bodennähe kommen kann (Smog).

In der warmen Jahreszeit erwärmt sich dagegen die Luft in einem Hochdruckgebiet von Tag zu Tag. Dadurch wird der reibungsbedingte Abbau des Hochs beschleunigt und die Schichtung labilisiert, so daß sich bald auch vertikal mächtige Quellwolken entwickeln können. Schließlich löst sich das Bodenhoch völlig auf, während in der Höhe durchaus die antizyklonale Zirkulation noch längere Zeit erhalten bleiben kann.

10.7 Zur Dynamik der Druckgebilde

Eine Theorie, die die Entwicklung von Zyklonen und Antizyklonen beschreibt, muß mehrere grundsätzliche Fragen beantworten, nämlich

- durch welchen physikalischen Vorgang die für die Entwicklung erforderlichen Druckänderungen – der Druckfall, der zur Entstehung und fortschreitenden Vertiefung des

Bodentiefs führt, bzw. der Druckanstieg, der ein Hochdruckgebiet in der Bodenkarte erscheinen läßt – erzeugt werden;

- was die Ursache der zyklonalen bzw. antizyklonalen Rotation ist, die die Partikeln im Bereich einer entstehenden Zyklone bzw. Antizyklone aufgeprägt bekommen; denn daß im Gleichgewicht zum Druckfeld eines Tiefdruckgebietes ein zyklonaler Wirbel im Windfeld gehört, beantwortet noch nicht die Frage, wodurch die zyklonale Rotation entsteht;
- wie die Energetik der Entwicklungsvorgänge ist. Die starke Zunahme der Windgeschwindigkeit bei der Entwicklung eines flachen Wellentiefs zur Sturmzyklone bedeutet eine enorme Vergrößerung der kinetischen Energie, die – falls sie nicht durch die Strömung aus anderen Gebieten hertransportiert wurde – durch Umwandlung verfügbarer potentieller Energie erzeugt werden muß.

10.7.1 Mechanismus der Druckänderungen

Nach der Definition in Kapitel 5.1 wird der Luftdruck in einem bestimmten Niveau durch das Gewicht der gesamten Luftsäule oberhalb dieses Niveaus bestimmt. Soll sich der Druck ändern, muß sich also das Gewicht der bis an die Obergrenze der Atmosphäre reichenden Luftsäule ändern.

Es gibt drei Möglichkeiten für die Auslösung von Druckänderungen an einem bestimmten festgehaltenen Punkt.

Es kommt zu Druckfall

- wenn – über die gesamte Luftsäule summiert – mehr Luft aus der Säule seitlich herausfließt als hineinströmt. Die dann in der Summation überwiegende Horizontaldivergenz bewirkt einen Massenverlust in der Säule und damit eine Gewichtserniedrigung;
- wenn – wiederum über die gesamte Luftsäule summiert – durch horizontale, die Luftsäule durchsetzende Strömungen weniger dichte, also leichtere Luft in die Säule hinein- und dichtere, also schwerere Luft aus der Säule heraustransportiert wird, wenn also in der Luftsäule Warmluftadvektion vorherrscht;
- wenn Luft aus der Luftsäule nach unten – durch das Beobachtungsniveau also – abströmt. Da an der im Unendlichen anzusetzenden Obergrenze der Atmosphäre keine Luft von oben nachfließen kann, kommt es dadurch zu einer Vertikaldivergenz und einem entsprechenden Massenverlust innerhalb der Luftsäule.

Umgekehrt erfolgt Druckanstieg,

- wenn über die Luftsäule summiert – mehr Luft seitlich hinein- als herausfließt, wenn also Horizontalkonvergenz einen Massengewinn und eine Gewichtszunahme in der Säule bewirkt;
- wenn – über die Luftsäule summiert – die Advektion dichter, also schwererer Luft in die Säule hinein, also Kaltluftadvektion vorherrscht;
- wenn Luft von unten – durch das Beobachtungsniveau hindurch – in die Säule hineingeführt wird. Das führt zu Vertikalkonvergenz, Massengewinn und Gewichtszunahme in der Säule.

Der aufgeführte Effekt der Vertikaldivergenz kann natürlich nur wirksam werden, wenn eine Vertikalbewegung durch das

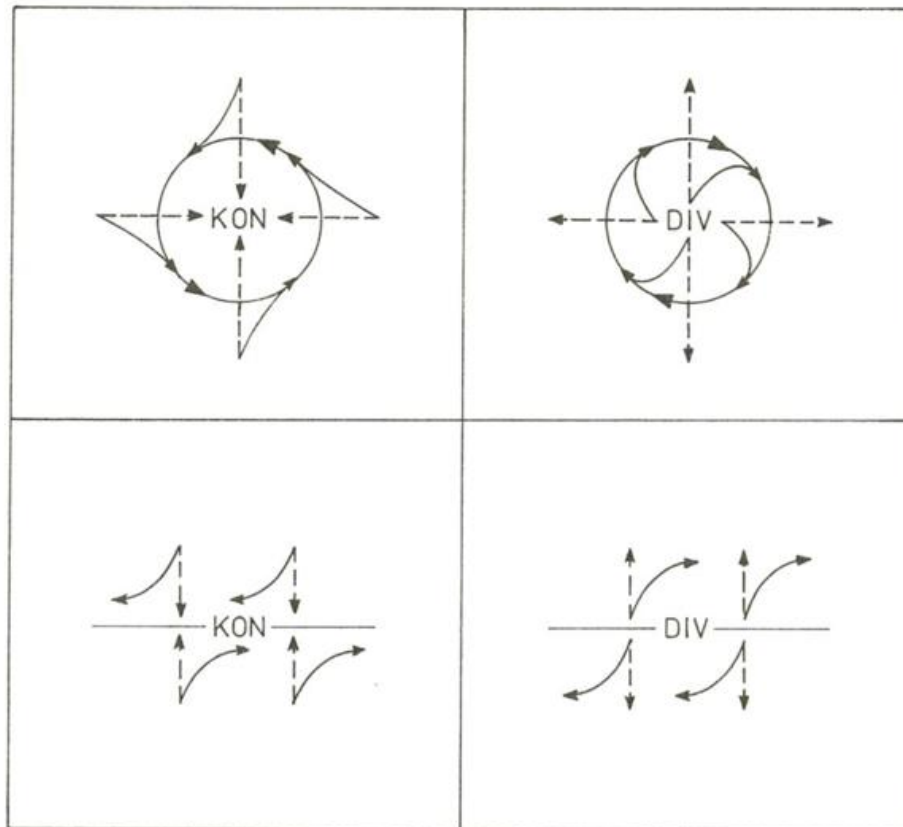


Abb. 10.15
Produktion von Vorticity durch Konvergenz und Divergenz

Beobachtungsniveau erfolgen kann. Er ist nur möglich in der freien Atmosphäre, nicht dagegen am Boden. Er wurde bereits angesprochen bei den Druckänderungen, die innerhalb einer thermisch direkten Zirkulation erfolgen (vgl. Kap. 6.7.4): Durch die Hebung im Erwärmungsgebiet kommt es zu Druckanstieg, durch das Absinken im Abkühlungsgebiet zu Druckfall in der Höhe.

Was die Rolle der Dichteadvektion betrifft, so ist zu betonen, daß die geschilderten Druckänderungen nur dann resultieren, wenn im gleichen Volumen ein Luftmassenersatz stattfindet, nicht aber dann, wenn bei Kaltluft- oder Warmluftadvektion die Gesamtmasse der Luft erhalten bleibt. Darüber hinaus kann man zeigen, daß auch innerhalb eines festen Volumens der Beitrag der Dichteadvektion zu den Druckänderungen relativ gering bleibt. Das liegt daran, daß nur der ageostrophische Windanteil in dieser Richtung wirken kann, während Dichteadvektion durch den geostrophischen Wind keine Änderung hervorzurufen vermag. Die häufig sehr kräftigen Druckänderungen, die man bei vorherrschender Warmluft- oder Kaltluftadvektion beobachtet, gehen deshalb nur zu einem geringen Teil auf die direkte Wirkung des Luftmassenwechsels, sondern weitaus mehr auf die Divergenzeffekte zurück, die sich innerhalb der mit dem Luftmassenwechsel verbundenen Zirkulationsbewegungen ergeben.

Für Änderungen des Luftdrucks am Boden ist somit der zuerst genannte Effekt der horizontalen Vergenzen von ausschlaggebender Bedeutung, d. h. daß bei Bodendruckfall Horizontaldivergenz in der Luftsäule über dem betreffenden Ort, bei Bodendruckanstieg dort Horizontalkonvergenz vorherrschen muß.

10.7.2 Mechanismus der Wirbelentstehung

Der Parameter *Relative Vorticity* (s. Kap. 6.2) beschreibt rotatorische Bewegungskomponenten der Partikeln um eine zum jeweiligen Untergrund senkrechte Achse. Er beschreibt also auch die zyklonale Rotation der Luftteilchen in einem Tiefdruckgebiet und ihre antizyklonale Rotation in einem Hochdruckgebiet. Die oben aufgeworfene Frage nach der Entstehung des zyklonal bzw. antizyklonal rotierenden Windfeldes bei der Entwicklung von Zyklonen und Antizyklonen läßt sich somit umformulieren in eine Frage nach der Entstehung zyklonaler bzw. antizyklonaler relativer Vorticity. Eine Möglichkeit dafür wurde bereits in Kapitel 9.4 aufgezeigt: Da innerhalb einer divergenzfreien Strömung die Partikeln ihre absolute Vorticity bewahren müssen, gewinnen die Partikeln bei einer Bewegung nach Süden zyklonale und bei einer Bewegung nach Norden antizyklonale relative Vorticity. Dieser Effekt vermag aber die Entstehung der Bodenwirbel nicht zu erklären, da jener Prozeß sich zumeist in einer überwiegend zonalen Strömung mit geringen Meridionalanteilen abspielt.

Konzentriert man sich auf Niveaus mit überwiegend horizontaler Strömung wie z. B. das Bodenniveau, so ist als Hauptursache für die Entstehung relativer Vorticity das Einwirken der Corioliskraft auf konvergente oder divergente Bewegungen zu nennen. Wie aus Abbildung 10.15 sofort ersichtlich ist, wird durch die Rechtsablenkung, die die Corioliskraft auf der Nordhalbkugel hervorruft, aus einer konvergenten Bewegung der Partikeln sehr bald eine zyklonale, aus einer divergenten Bewegung sehr bald eine antizyklonale Rotation. Bei allseitiger Konvergenz oder Divergenz entsteht dabei Krümmungs-

vorticity, während bei einseitiger Konvergenz oder Divergenz Scherungsvorticity produziert wird. Daraus folgt aber, daß zur Entstehung des zyklonal rotierenden Windfelds bei Zyklonogenese im Bodengebiet horizontale Konvergenz herrschen muß, während für die Entstehung des antizyklonalen Wirbels bei Antizyklonogenese horizontale Divergenz im Bodengebiet erforderlich ist.

10.7.3 Modell für Zyklonogenese und Antizyklonogenese im Bodengebiet

Vergleicht man die beiden eben getroffenen Aussagen zum Mechanismus von Druckänderungen und Wirbelentstehung, so ergibt sich zunächst ein scheinbarer Widerspruch. Die horizontale Konvergenz des Bodengewindes, die für die Entstehung des zyklonalen Wirbels notwendig ist, verursacht – für sich betrachtet – einen Druckanstieg, der der Entstehung des Tiefdruckgebietes entgegenwirkt. Andererseits führt die Druckfall erzeugende Horizontaldivergenz – falls sie in Bodennähe wirksam wäre – zu einer antizyklonalen Vorticity der Partikeln, die die Bildung des zu dem Tiefdruckgebiet gehörenden zyklonalen Windfeldes verhindern würde.

Dieser Widerspruch löst sich in einem Modell mit vertikal wechselndem Vorzeichen der horizontalen Vergenzen (Abb. 10.16).

Für Zyklonogenese im Bodengebiet ist demnach Konvergenz in Bodennähe und Divergenz in der Höhe zu fordern, wobei die Divergenz betragsmäßig die Konvergenz überwiegen muß, damit der Bodendruck fällt. In der Skizze wurde das durch die unterschiedliche Länge der Pfeile angedeutet. Aus Kontinui-

tätsgründen wird zwischen unterer Konvergenz und oberer Divergenz eine aufsteigende Luftbewegung ausgelöst, die bei genügender Feuchte zu Wolkenbildung und zur Auslösung von Niederschlägen führt. Wegen des Druckanstiegeffekts der bodennahen Konvergenz muß zur Einleitung des zyklonogenetischen Prozesses die obere Divergenz zeitlich zuerst wirken.

Für Antizyklonogenese im Bodengebiet ist umgekehrt Divergenz in Bodennähe und Konvergenz in der Höhe erforderlich, wobei die Konvergenz betragsmäßig die Divergenz überwiegen muß, damit der Bodendruck ansteigt. Zwischen unterer Divergenz und oberer Konvergenz kommt es zu einer absinkenden Bewegung der Luftpartikeln, die zu Wolkenauflösung und Austrocknung führt. Zur Einleitung des antizyklonogenetischen Prozesses muß die obere Konvergenz zeitlich zuerst wirksam werden.

Diese Modellvorstellungen beschreiben die Entstehung und Intensivierung der Druckgebilde. Sie gelten aber auch für die Verlagerung der Zyklonen und Antizyklonen, die ja entsprechende Druck- und Wirbeländerungen voraussetzt und somit weit mehr als Prozeß denn als reine Translation anzusprechen ist. Auch in dem Gebiet der zyklonalen Vorderseite, wohin sich – verbunden mit Druckfall – das Bodentiefl verlagert, muß also bodennahe Konvergenz, Hebung und Höhendivergenz angenommen werden, während für den Bereich der Rückseite, wohin sich mit Druckanstieg das nachfolgende Hoch vorschiebt, eine Verteilung mit bodennaher Divergenz, Absinken und Höhenkonvergenz charakteristisch ist. In beiden Bereichen muß die obere Vergenz zuerst wirksam werden und betragsmäßig überwiegen, damit die entsprechenden Bodendruckänderungen zustande kommen.

10.7.4 Divergenz-Konvergenz-Verteilung in den Wellen der Höhenströmung

Das eben skizzierte Modell gilt natürlich auch für die Entstehungsbedingungen der bereits in Kapitel 6.7.4 betrachteten warmen Tiefdruckgebiete und kalten Hochdruckgebiete, die durch diabatische Aufheizung oder Abkühlung vom Untergrund her entstehen.

Ein anderer Vorgang, bei dem sich Druckänderungen gemäß dem Schema der thermischen Zirkulation als direkte Folge von Temperaturänderungen einstellen, ist der Prozeß der Frontogenese (vgl. Kap. 10.2.2). In Bodennähe kommt es dabei in der warmen Luft zu Druckfall und Horizontalkonvergenz, in der kalten Luft zu Druckanstieg und Horizontaldivergenz. Da sich bekanntlich die allererste Phase der Zyklonenentwicklung recht häufig in einem frontogenetisch wirksamen Viererdruckfeld abspielt, kann der Druckfall im warmen Bereich zur Formierung des Wellentiefs beitragen. Der Druckanstieg in der Kaltluft führt umgekehrt zur Bildung eines Hochkeils.

Für die Weiterentwicklung der Druckgebilde müssen allerdings zusätzliche Effekte wirksam werden. Von ausschlaggebender Bedeutung ist dabei die Dynamik der kurzen Wellen der Höhenströmung. Es ist für die kurzen Wellen charakteristisch, daß sie zwar in Richtung des Grundstroms – also meist von West nach Ost – wandern, daß aber ihre Verlagerungsgeschwindigkeit geringer ist als die Windgeschwindigkeit der Partikeln in ihrem Bereich. Das gilt insbesondere für das Niveau des Polarfront-Strahlstroms in 10 km Höhe bzw. 250 hPa. Während die Partikelgeschwindigkeit in dieser Höhe sehr häufig 50 ms⁻¹ erreichen kann, verlagern sich die Wellen mit Geschwindigkeiten, die im allgemeinen unter 50 ms⁻¹ liegen und häufig nur 10 ms⁻¹ – 20 ms⁻¹ betragen.

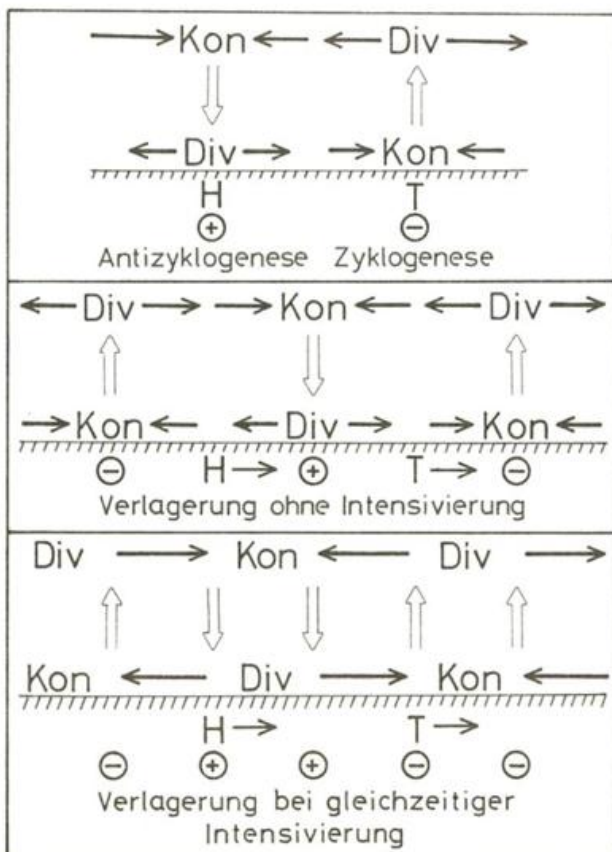


Abb. 10.16

Modelle für Entwicklung und Verlagerung der Bodendruckgebilde

Das bedeutet aber, daß die einzelnen Luftpartikeln die langsamer wandernden Wellen des Stromfeldes von hinten nach vorn überholen und durchströmen, wobei sie sich an die entlang ihres Weges dauernd ändernden Strömungsverhältnisse anpassen müssen.

Wie in Abbildung 10.17 dargestellt, bewegt sich ein Partikel auf seinem Weg durch eine derartige Welle der Höhenströmung entlang einer sogenannten Relativtrajektorie. Wenn sich die Welle mit konstanter Geschwindigkeit verlagert und ihre Form nicht oder nur unwesentlich verändert, so ist diese Relativtrajektorie mit einer Relativstromlinie identisch. Diese wiederum erhält man, indem man vom Stromlinien- bzw. Isohypsenfeld das Verlagerungsfeld graphisch subtrahiert. Es ergibt sich, daß in einer Welle, die mit $U > c > 0$ in Richtung des westlichen Grundstroms wandert, die Relativstromlinien bzw. -trajektorien eine Wellenform gleicher Wellenlänge wie die normalen Stromlinien besitzen, aber eine größere Amplitude als diese aufweisen.

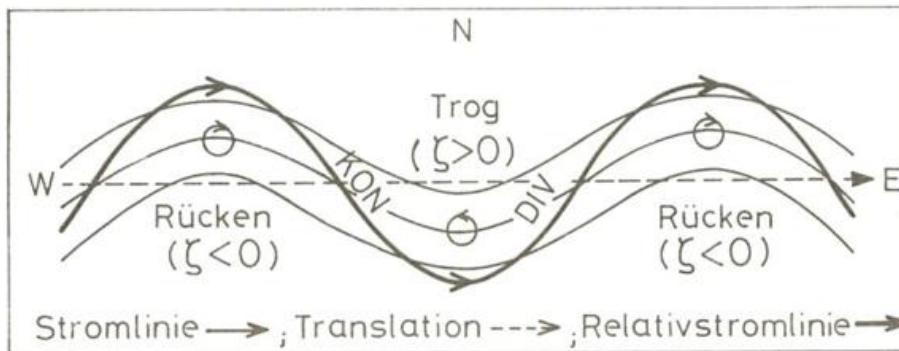


Abb. 10.17
Relativströmung und Konvergenz-Divergenz-Verteilung in einer Welle der Höhenströmung

Im Rücken der Welle befindet sich das Partikel in einem Bereich antizyklonal gekrümmter Stromlinien, besitzt also antizyklonale Vorticity. Anschließend verläßt es den Rücken und nähert sich dem stromab gelegenen Trog, kommt also immer mehr in einen Bereich mit zunächst geradlinigen und anschließend zyklonal gekrümmten Stromlinien. Um sich an diese veränderten Verhältnisse anzupassen, muß es seine antizyklonale Wirbelgröße abstreifen und zyklonale Vorticity erlangen. Das ist aber nach den Überlegungen in Kapitel 10.7.2 nur möglich durch eine auf das Partikel einwirkende Konvergenz, die über die Corioliskraft zyklonale Vorticity erzeugt bzw. antizyklonale Vorticity vernichtet. Der umgekehrte Gedankengang gilt für den weiteren Weg des Luftpartikels – vom Wellentrog zum nächsten Rücken stromab. Jetzt muß das Partikel seine eben erworbene zyklonale Vorticity wieder verlieren und zunehmend antizyklonale Wirbelung erlangen. Das setzt eine auf das Partikel einwirkende Horizontaldivergenz voraus, die über die Corioliskraft zyklonale Vorticity abbaut und antizyklonale erzeugt.

Es muß allerdings betont werden, daß die Krümmungsänderungen entlang der Partikelbahn nicht die einzigen Effekte sind, die die Divergenz-Konvergenz-Verteilung im Bereich einer derartigen Welle der Höhenströmung beeinflussen. Wie bereits in Kapitel 6.2 erwähnt, muß wegen der Kugelgestalt der Erde auf der Nordhalbkugel jede Bewegung von Nord nach Süd mit Horizontaldivergenz und jede Bewegung von Süd nach Nord mit Horizontalkonvergenz verbunden sein. Da nun

die Partikeln auf der Rückseite des Wellentroges eine Bewegungskomponente nach Süden und auf der Vorderseite des Wellentroges eine Bewegungskomponente nach Norden besitzen, wirkt der eben geschilderte planetarische Effekt der zuerst geschilderten Verteilung entgegen. Es läßt sich allerdings zeigen, daß bei hohen Windgeschwindigkeiten und genügend kurzer Wellenlänge die aus den Krümmungsänderungen resultierenden Divergenzen und Konvergenzen dominieren.

Man kann somit sagen, daß im Niveau des Polarfront-Strahlstroms und entlang seiner Achse zwischen dem Rücken und dem stromab gelegenen Trog einer kurzen Welle großräumig Horizontalkonvergenz und zwischen dem Trog und dem stromab gelegenen Rücken großräumig Horizontaldivergenz angenommen werden darf. Als Folge davon kommt es unter der Trog-Vorderseite in der mittleren Troposphäre zu Hebung mit Wolkenbildung und Niederschlägen sowie in der unteren Troposphäre zu Horizontalkonvergenz und Produktion

zyklonaler Vorticity. Umgekehrt ist unter der Trog-Rückseite mit Absinken in der mittleren Troposphäre und Horizontaldivergenz in Bodennähe zu rechnen, durch die antizyklonale Wirbelung erzeugt wird.

Was die Druckänderungen betrifft, so führt die Divergenz vorderseitig des Höhentroges in allen Niveaus darunter zu Druckfall, in Bodennähe verringert durch die sich anschließend einstellende Konvergenz, in der mittleren Troposphäre durch die aufwärts gerichtete Luftbewegung. Rückseitig des Höhentroges bewirkt die Konvergenz Druckanstieg in allen Schichten, in Bodennähe durch die Wirkung der Divergenz, in der mittleren Troposphäre durch den Effekt des Absinkens verringert.

Die Vorderseite der kurzwelligen Tröge der Höhenströmung ist demnach der ideale Ort für Entstehung und Intensivierung einer Bodenzyklone, während die Trog-Rückseite eine geeignete Position für Entstehung und Verstärkung einer Antizyklone im Bodengebiet darstellt. Das entspricht genau den in Kapitel 10.3 und 10.4 mitgeteilten Beobachtungstatsachen.

10.7.5 Zur Rolle der Temperaturadvektion

Im weiteren Verlauf von Zyklonogenese und Antizyklonogenese sind die horizontalen Luftmassentransporte, die auch zu einer Veränderung des Strömungsmusters in der Höhe führen, von Bedeutung. Wie in Kapitel 10.4 beschrieben, wird an der Vor-

derseite der sich intensivierenden Bodenzyklone warme Luft nordwärts in Bewegung gesetzt; es herrscht also Warmluftadvektion. Rückseitig der Zyklone fließt kalte Luft südwärts; hier herrscht Kaltluftadvektion. Zum Schluß der Entwicklung umrundet die Warmluft in der Höhe häufig die Nordflanke der Zyklone, während die kalte Luft an der entgegengesetzten Seite zur Vorderseite vorstößt.

Gemäß dem Zirkulationsschema (Kap. 6.7.4) ist im Bereich der stärksten Warmluftadvektion mit Hebung in der mittleren Troposphäre, Potentialanstieg und Divergenz in der Höhe (500 hPa – 200 hPa) sowie Druckfall und Konvergenz in Bodennähe zu rechnen. Normalerweise findet die stärkste Warmluftadvektion vor der Bodenwarmfront und der Okklusion statt, so daß das umfangreiche Wolken- und Niederschlagsgebiet vor diesen Fronten sowie die typische Verteilung der Bodendrucktendenz in ihrem Bereich hier zwanglos ihre Erklärung finden.

Im Gebiet der stärksten Kaltluftadvektion kann man umgekehrt auf Absinken, Potentialfall und Konvergenz in der Höhe sowie Druckanstieg und Divergenz in Bodennähe schließen. Das rasche Aufklaren und der kräftige Anstieg des Bodenluftdrucks nach der Passage der meisten Kaltfronten kann als Indiz für diese Vorgänge betrachtet werden. Kommt es auch hinter der Bodenkaltfront noch zu anhaltendem Niederschlag, so muß eine Überkompensation der mit der Kaltluftadvektion verbundenen Effekte durch die im letzten Abschnitt geschilderte Hebung vorderseitig der kurzweiligen Höhenröge vermutet werden.

10.7.6 Zusammenfassung

In Abbildung 10.18 ist noch einmal die Verteilung der Vergenzen und Vertikalbewegungen bei Zyklonogenese und Antizyklonogenese in idealisierter Form wiedergegeben.

Das Bodentief liegt unter der Vorderseite des Höhentrogs in einem Bereich mit Höhendivergenz, die für die weitere Erniedrigung des Kerndrucks sorgt, Bodenkongvergenz, die die weitere Intensivierung des zyklonalen Wirbels bewirkt, und aufwärts gerichteter Vertikalbewegung, die den hochreichenden Wolkenschirm über dem Tief und die Niederschläge in Kernnähe und im Warmsektor hervorruft.

Das Bodenhoch liegt unter der Rückseite des Höhentrogs in einem Bereich mit Höhenkongvergenz, die für die weitere Erhöhung des Kerndrucks sorgt, Bodendivergenz, die die weitere Invensivierung des antizyklonalen Wirbels bewirkt, und abwärts gerichteter Vertikalbewegung, die mit Wolkenauflösung und Austrocknung verbunden ist.

Auf der Vorderseite des Bodentiefs – zwischen ihm und dem vorgelagerten Hoch – erfolgt mit südlichen Winden Warmluftadvektion. Verbunden damit kommt es zu Hebung, Druckfall und Kongvergenz in Bodennähe sowie Druckanstieg und Divergenz in der Höhe. Da die Warmluftadvektion unter dem Rücken der Höhenströmung stattfindet, erfährt dieser dadurch eine weitere Intensivierung.

Auf der Rückseite des Bodentiefs – zwischen ihm und dem nachfolgenden Hoch – erfolgt mit nördlichen Winden Kaltluftadvektion. Verbunden damit kommt es zu Absinken, Druckanstieg und Divergenz in Bodennähe sowie Druckfall und Kongvergenz in der Höhe. Da die Kaltluftadvektion unter dem Trog der Höhenströmung stattfindet, erfährt dieser dadurch eine weitere Intensivierung.

Während ihrer Entwicklung verlagern sich die Druckgebilde mehr oder weniger rasch im allgemeinen in östlicher Richtung. Aus der Anordnung der Abbildung 10.18 erkennt man, daß für die Verlagerung der Bodendruckgebilde die Temperaturadvektion ausschlaggebend ist, indem das Bodentief in Richtung der Warmluftadvektion und des damit verknüpften Druckfalls wandert, während sich das Bodenhoch in Richtung der Kaltluftadvektion und des damit verknüpften Druckanstiegs verlagert. Das Trog-Rücken-System der Höhenströmung folgt den Druck- bzw. Potentialänderungen, die durch die Divergenz-Kongvergenz-Verteilung innerhalb der Welle ausgelöst werden.

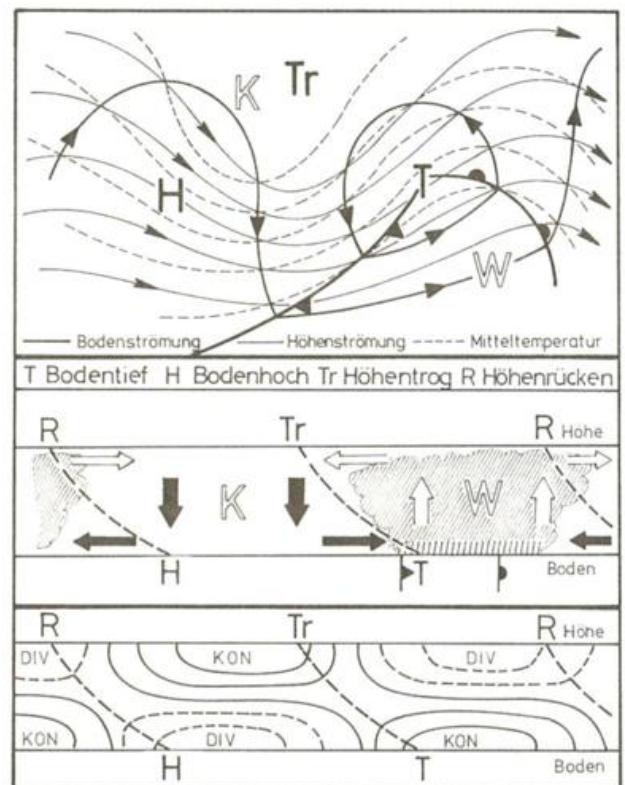


Abb. 10.18
Modell für Zyklonogenese und Antizyklonogenese

Ein Vergleich mit der Verteilung der Mitteltemperatur zeigt, daß die stärkste Hebung genau die – zonal verglichen – wärmste Luft erfaßt, während das Absinken vor allem im Bereich der kältesten Luft stattfindet. Insgesamt ergibt sich somit eine direkte Zirkulation, durch die verfügbare potentielle Energie in kinetische Energie umgewandelt und der Energiebedarf der immer kräftiger rotierenden zyklonalen und antizyklonalen Wirbel gedeckt wird.

Solange die in Abbildung 10.18 dargestellte Struktur des Strom- und Temperaturfeldes erhalten bleibt, hält die Intensivierung der Druckgebilde an. Dabei kommt es nicht nur im Bereich des Bodentiefs und des Höhentrogs, sondern überall entlang der rückwärts geneigten Tiefdruckachse zu Kongvergenz und Produktion zyklonaler Vorticity. Umgekehrt findet überall entlang der rückwärts geneigten Hochdruckachse Horizontaldivergenz und Produktion antizyklonaler Vorticity statt. Man kann somit sagen, daß bei einer derartigen Anordnung alle Schichten der Troposphäre und der unteren Stratosphäre von der Entwicklung erfaßt werden.

Mit Fortschreiten der Entwicklung kommt es dann zu einem typischen Unterschied der Verlagerungsgeschwindigkeiten der Druckgebilde am Boden und in der Höhe. Während Bodentief und -hoch ihre Bewegung immer mehr verlangsamen, bleibt die Geschwindigkeit der Welle der Höhenströmung gleich oder nimmt sogar noch zu. Durch diese Relativbewegung zwischen unten und oben verringert sich die vertikale Achsenneigung allmählich. Damit verbunden verändert sich das Feld der Mitteltemperatur dergestalt, daß die ursprünglich stark asymmetrische Verteilung in eine mehr symmetrische Anordnung mit warmen Rücken und kalten Trögen übergeht. Diese Veränderung wird zum einen durch die Temperaturadvektion, zum andern aber auch durch die Vertikalbewegungen verursacht, da ja die Hebung der Warmluft zu deren adiabatischer Abkühlung, das Absinken der Kaltluft zu deren adiabatischer Erwärmung führt. Die zyklogenetischen und antizyklogenetischen Entwicklungsprozesse enden schließlich, wenn der Höhentrog über dem Bodentief und der Höhenrücken über dem Bodenhoch angekommen sind und die Achsen der Druckgebilde senkrecht stehen.

11 Besonderheiten der tropischen Zirkulation

In diesem Kapitel werden einige besondere Strukturen und Phänomene des Wetters der niedrigen Breiten beschrieben. Die mittleren Verhältnisse für diesen Breitenbereich wurden bereits im Kapitel 9 im Zusammenhang mit der *Allgemeinen Zirkulation* dargestellt.

Dem dort beschriebenen, zonal gemittelten Bild sind allerdings größere meridionale Unterschiede überlagert, die auf die Wirkung der Land-See-Verteilung zurückgehen. Im Sommer wird die Luft über den Festlandsgebieten stark aufgeheizt, so daß dort der subtropische Hochdruckgürtel in Bodennähe abgebaut wird und an seiner Stelle riesige Tiefdruckgebiete entstehen. Im Winter dagegen erfolgt über dem Land eine verstärkte Kühlung der Luft vom Untergrund, was zu einer Verstärkung des hohen Drucks im Bodendruckfeld führt. Verbunden damit vollzieht sich ein charakteristischer Windwechsel zwischen nordöstlichen Winden in der kalten und südwestlichen Winden in der warmen Jahreszeit, der als *Monsun* bezeichnet wird. Einiges zur typischen Erscheinungsform des Südwestmonsuns in Indien wird in Kapitel 11.1 mitgeteilt.

Neben diesen jahreszeitlichen Phänomenen findet man in bestimmten Gebieten der Tropen kleinräumige Störungen von begrenzter Lebensdauer – entweder in Form von kurzen Wellen (Easterly waves, Kap. 11.2), Tiefdruckgebieten unterschiedlicher Stärke oder in Form von Wirbelstürmen (Kap. 11.3), welche die mächtigste Ansammlung von kinetischer Energie darstellen, die wir in der Atmosphäre antreffen können, – sowie großräumige Besonderheiten und Anomalien, wie die Walker-Zirkulation und das El-Niño-Phänomen (Kap. 11.4).

11.1 Der indische Sommermonsun

Die oben erwähnte starke Aufheizung der Luft im Sommer über den Kontinenten ist am intensivsten über Südasien, so daß dort ein riesiges Tief entsteht, das von Arabien über den Iran, Pakistan und Nordindien bis zum südlichen China reicht (vgl. Abb. 9.2). Mit der Formierung dieses Tiefs verlagert sich

die ITCZ weit nach Norden und erreicht fast 30° Breite. Die südlich dieser Konvergenzlinie in das Tief einströmende Luft wird durch die Coriolisbeschleunigung auf Südwestrichtung abgelenkt und bildet den sogenannten „Südwestmonsun“: Er erreicht in 3 km – 4 km Höhe seine größte Stärke. Oberhalb 7 km formiert sich gleichzeitig ein Höhenhoch mit Schwerpunkt über Tibet (siehe Abb. 9.7). An dessen Südflanke wehen östliche Winde, die in 12 km – 15 km Höhe Strahlstromgeschwindigkeiten erreichen.

Primäre Ursache für die Erwärmung der Luft ist natürlich die starke einstrahlungsbedingte Aufheizung der Landmassen und der intensive turbulente Wärmetransport vom Boden in die darüberliegende Luft. Eine besondere Rolle im asiatischen Raum spielt dabei das Hochland von Tibet als hochgelegene Heizfläche. Über diesem, im Mittel 4500 m hohen Gebiet werden im Sommer die höchsten Temperaturen für die jeweiligen Niveaus der Troposphäre erreicht.

Eine weitere Erwärmung der Luft erfolgt, wenn viele und möglichst hochreichende Quellwolken entstehen und latente Wärme freisetzen. Die Hebung, die bei der potentiell instabilen Schichtung der Tropikluft als auslösendes Moment für diesen Vorgang erforderlich ist, wird durch die thermisch direkte Zirkulation, die gemäß Kapitel 6.7.4 bei der Entstehung jedes Hitzetiefs in Gang gesetzt wird, bewerkstelligt.

Allerdings hängt die Wirksamkeit dieses Prozesses stark vom Feuchtegehalt der betroffenen Luftmasse ab. In dieser Beziehung ergeben sich markante Unterschiede in den einzelnen Bereichen der Monsunströmung. In Arabien, dem Iran und Pakistan fließt die Luft überwiegend vom afrikanischen und asiatischen Festland in das Hitzetief ein und ist deshalb so trocken, daß die Kondensationsvorgänge nur geringe Bedeutung haben. Die Luft dagegen, die den indischen Subkontinent von Südwesten erreicht, ist so mit Feuchte beladen, daß sich in ihr durch die Hebung sehr viel Bewölkung und Niederschlag bilden kann. Das Freiwerden großer Mengen latenter Wärme bildet deshalb in diesem Bereich die wichtigste Energiequelle für die Monsun-Zirkulation.

Diese hohe Feuchtigkeit stammt, wie Abbildung 11.1 links, die den charakteristischen Strömungsverlauf des indischen Sommermonsuns darstellt, zeigt, von der Südhalbkugel. Die als Südostpassat einströmende Luft kommt aus einem Hoch des subtropischen Hochdruckgürtels der Südhalbkugel bei den Maskarenen, kreuzt vor der afrikanischen Ostküste den Äquator und biegt dann über der Arabischen See nach Nordosten um. Vor der Küste Somalias wird dabei häufig ein strahlstromartiges Geschwindigkeitsmaximum in der unteren Troposphäre beobachtet. Schon in Quellgebiet, aber auch entlang ihres ganzen Weges kann die Luft durch Wärmeübergänge und Verdunstung von der 25 °C – 28 °C warmen Meeresoberfläche große Mengen fühlbarer, vor allem aber latenter Wärme aufnehmen. Im Hebungsbereich der Zirkulation wird diese latente Wärme rasch freigesetzt, wobei sich umfangreiche und vertikal mächtige Quellwolkenmassive bilden, aus denen schauerartiger Niederschlag oft großer Intensität fällt. Durch die Kondensationsvorgänge wird die vorgegebene Hebung noch verstärkt, so daß die stärkste aufwärts gerichtete Vertikalbewegung im allgemeinen nicht im Zentrum des Bodentiefs, sondern südlich davon, im Bereich der Südwestwinde zu finden ist.

In der Höhe erfolgt über dem Hebungsbereich ein divergentes Rückströmen Richtung Äquator, wodurch unter Mitwirkung der Corioliskraft der oben erwähnte östliche Strahlstrom entsteht. Südlich des Äquators herrscht über dem Maskarenen-

Hoch Absinken. Insgesamt ergibt sich also wieder eine Zirkulation vom Hadley-Typ (s. Kap. 9.5.1), nur diesmal über den Äquator hinweg und somit beide Hemisphären verbindend.

(s. Abb. 11.2). Sie zeigen eine ähnliche Struktur wie die hochtroposphärischen Wellen der Westwindzone (vgl. Kap. 9.4), werden also von den Partikeln von hinten nach vorn, von Ost

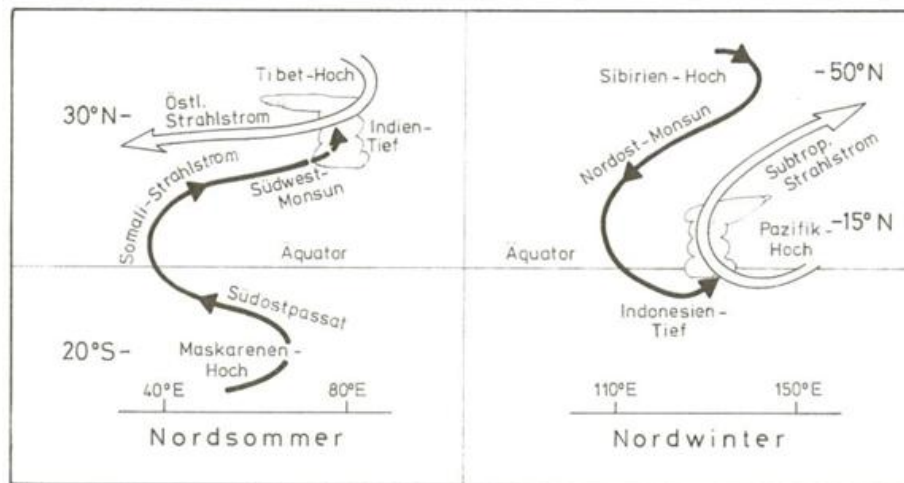


Abb. 11.1
Schema der Strömungsverteilung beim indischen Monsun (ausgezogene Pfeile: bodennahe Strömung, offene Pfeile: Höhenströmung)

Das Einsetzen des Südwestmonsuns variiert von Jahr zu Jahr und von Region zu Region. Im langjährigen Mittel beginnt der Monsun im südlichen und östlichen Indien in den ersten Junitagen und erreicht den Nordwesten dieses Landes Anfang Juli. Dort endet die Südwestströmung im Verlauf des September, während sie im äußersten Süden noch bis Dezember zu beobachten ist.

Mit dem Einsetzen des Südwestmonsuns verstärkt sich schlagartig die Niederschlagstätigkeit. Kam es vorher nur vereinzelt zu Gewitterschauern, fällt jetzt oft über mehrere Tage hinweg Regen mit großer Intensität. Die mittlere Monatssumme des Niederschlags erhöht sich dadurch von sehr geringen Werten im Mai auf 500 mm und mehr in den Monaten Juli und August. Dort wo die Monsunströmung auf Gebirge trifft und verstärkt zum Aufsteigen gezwungen wird, erhöht sich die Niederschlagssumme auf über 2000 mm im Monat. Das gilt z. B. für den Ort Tscherrapundschi im Khasigebirge, wo im Jahre 1861 im Monat Juli mehr als 9000 mm Regen fielen und das ganze Jahr 1899 mehr als 16000 mm Niederschlag brachte!

Allerdings verläuft die Niederschlagstätigkeit während des Südwestmonsuns nicht gleichmäßig, vielmehr wechseln Perioden mit viel und wenig oder gar keinem Niederschlag in etwa zweiwöchigem Rhythmus miteinander ab. Die starke Niederschlagstätigkeit während der aktiven Monsunperioden geht hauptsächlich auf die Wirksamkeit einzelner Zyklonen zurück, die sich gewöhnlich über dem Golf von Bengalen bilden und langsam west- oder nordwestwärts wandern, entgegen der bodennahen westlichen Grundströmung, in die sie eingebettet sind. Durch kräftige Hebung hauptsächlich an ihrer Westflanke werden in der mit Wasserdampf angereicherten Luft Niederschlagsmengen von 100 mm – 200 mm pro Tag erzeugt. Rund die Hälfte des Monsunregens in Indien fällt im Bereich dieser Tiefdruckwirbel.

Entstehung und Verlagerung der Monsun-Zyklonen werden hauptsächlich durch Vorgänge in der Höhe gesteuert. In der östlichen Höhenströmung südlich des Tibet-Hochs bilden sich immer wieder Wellen, die langsam westwärts wandern

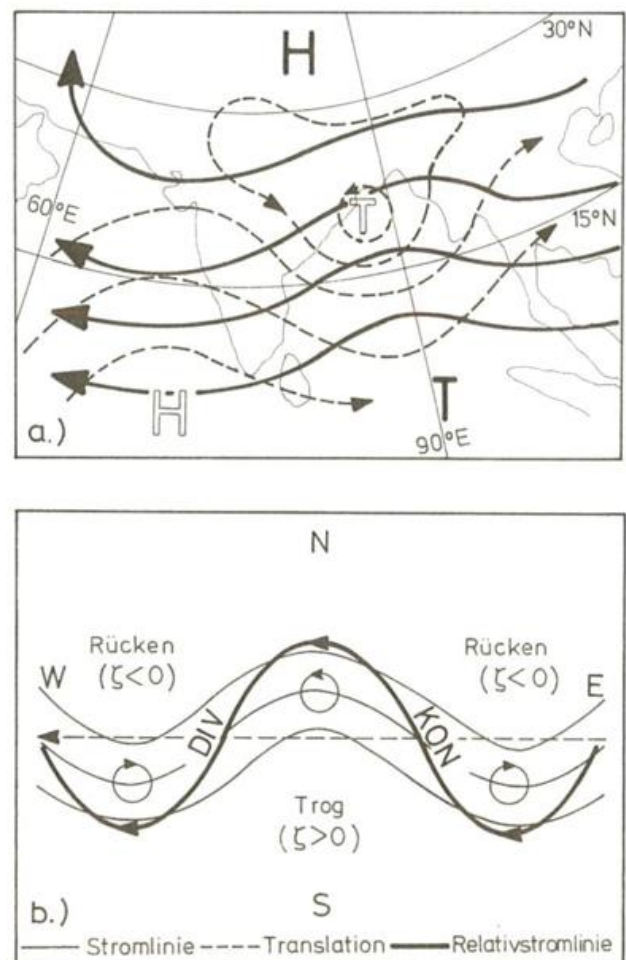


Abb. 11.2
a) Strömung im Bereich einer Monsunzyklone (strichliert: Isohypsen 1000 hPa, ausgezogen: Stromlinien 200 hPa)
b) Relativströmung und Konvergenz-Divergenz-Verteilung in einer Welle bei östlicher Grundströmung

nach West also, durchströmt. Wegen der dabei erforderlichen Vorticityänderungen kann auf Konvergenz rückseitig (östlich) und Divergenz vorderseitig (westlich) der Trogachse geschlossen werden. Im Gegensatz zu den Wellen in der Westwindzone erfolgt dabei keine Kompensation durch die Meridionalbewegung der Partikeln. Die Bewegung nach Norden rückseitig des Troges verstärkt vielmehr die dort herrschende Konvergenz wie die Bewegung nach Süden vorderseitig des Troges die dort herrschende Divergenz.

Ähnlich wie bei der Zyklonogenese in der Westwindzone bildet die Divergenz der Trog-Vorderseite den geeigneten Ansatz-

punkt für Entstehung und Intensivierung der Monsunzyklonen, die anschließend vor bzw. zum Ende der Entwicklung unter dem Höhentrog nach Westen wandern.

Abschließend sei angefügt, daß sich im Winter eine spiegelbildliche Zirkulation zwischen dem sibirischen Hoch und dem Monsun-Tief über Indonesien einstellt. Aus dem sibirischen Hoch strömt die abgekühlte Luft als Nordostmonsun absinkend zum Indischen Ozean, überquert den Äquator und mündet als Nordwestwind aufsteigend im indonesischen Tief. Über dem Meer nimmt die Luft dabei Wärme und Feuchtigkeit auf, so daß die Hebung zu Wolkenbildung und Niederschlä-

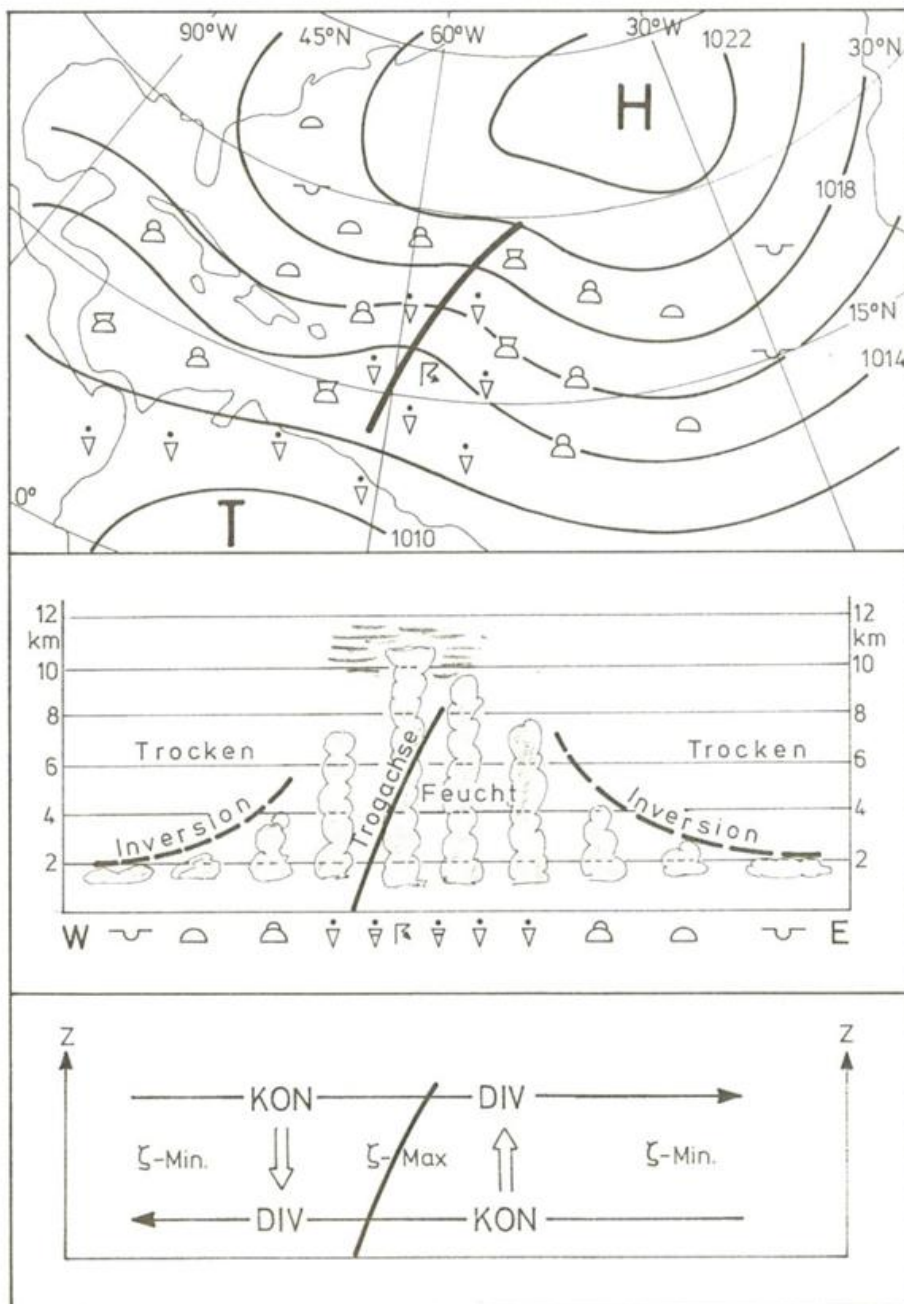


Abb. 11.3
 Modellbild einer Easterly wave
 Oben: Bodenkarte mit Isobaren und Verteilung von Wolken und Hydrometeoren (dick ausgezogen: Trogachse)
 Mitte: Vertikalschnitt
 Unten: Schema der Relativströmung und Vertikalbewegung

gen führt. In der Höhe strömt die aufsteigende Luft polwärts zurück und mündet über dem Westpazifik in den subtropischen Strahlstrom ein (s. Abb. 11.1, rechts).

11.2 Wellen in der Passatströmung

Ein typisches Phänomen für die sommerliche Passatströmung über Atlantik und Pazifik ist die Existenz von Wellen, die mit Wellenlängen von 2000 km – 3000 km und Phasengeschwindigkeiten von 10 km h^{-1} – 30 km h^{-1} dem Grundstrom folgend nach Westen wandern. Abbildung 11.3 zeigt ein Wetterkartenbild und einen Vertikalschnitt durch eine solche Welle, die im angelsächsischen Sprachraum als *Easterly wave* bezeichnet wird.

Im Isobarenbild der Bodenkarte zeigt sich der Trog der Welle als Einbuchtung tieferen Druckes nach Norden. Mit Annäherung der Welle erfolgt dementsprechend zuerst ein Rückdrehen auf NE, dann mit Trogpassage ein Rechtsdrehen auf SE, bevor sich die normale östliche Strömung wieder einstellt. Die Welle macht sich bis in größere Höhen bemerkbar, wobei die Trogachse in der Vertikalen nach Osten geneigt ist. Das ist in Übereinstimmung mit dem Befund, daß sich östlich, also rückseitig des Troges in der unteren und mittleren Troposphäre kältere Luft befindet als westlich, vorderseitig davon. Allerdings betragen die Temperaturunterschiede meist nur wenige Grade. Außerdem herrscht natürlich noch das normale meridionale Temperaturgefälle nach Norden, so daß die Geschwindigkeit der östlichen Winde mit der Höhe abnimmt.

Interessant ist die Verteilung der Luftfeuchte und der Wettererscheinungen. Westlich des Wellentrogos findet man über der feuchten Grenzschicht relativ trockene Luft, beide getrennt durch die Passatinversion, welche die Entstehung stärkerer Quellungen verhindert. Mit Annäherung des Wellentrogos steigt die Inversion rasch an und verschwindet. In der nun hochreichend feuchten Luft können sich zahlreiche Cumulonimben entwickeln, aus denen Schauer fallen, oft von Gewittern begleitet. Diese Wetterverhältnisse sind auch charakteristisch für die Rückseite des Troges, wobei über den Quellwolken meist eine geschlossene Cirrusdecke erscheint. In den Satellitenbildern ergibt beides eine charakteristische Wolkenansammlung (*Cloud cluster*) mit einer Ausdehnung von rund 500 km. Weiter rückseitig findet man dann wieder normale Verhältnisse mit trockener Luft oben und flacher Quellbewölkung darunter.

Vorderseitig des Wellentrogos herrscht also großräumig Absinken mit Divergenz in Bodennähe und Konvergenz in der Höhe, rückseitig dagegen Hebung mit Konvergenz in den unteren Schichten und Divergenz darüber. Die Hebung führt zur Auslösung der potentiellen Instabilität, wobei die Inversion zerstört wird und die Cumulonimben entstehen. Die unteren Vergenzen bestimmen offensichtlich die Änderung des Bodendruckes und erzeugen Druckfall westlich, Druckanstieg östlich des Troges.

Diese Anordnung der Vergenzen und Vertikalbewegungen ist entgegengesetzt zu der, die man von den Wellen in der Westwindzone bzw. den Wellen in der hochtroposphärischen Ostströmung beim Sommermonsun kennt. Dies hängt damit zusammen, daß die östliche Strömung, in der die Wellen eingebettet sind, mit der Höhe abnimmt und daß die Phasengeschwindigkeit der Welle im allgemeinen geringer als die Windgeschwindigkeit in der unteren Troposphäre, aber größer als die Windgeschwindigkeit in der Höhe ist. Das bedeutet, daß bei der Easterly wave nicht in der Höhe, sondern in den unteren Schichten ein Durchströmen von hinten nach vorn erfolgt – verbunden mit Konvergenz rückseitig und Divergenz vorderseitig des Troges. Auch dabei wird – wie bei den Monsunwellen – der Änderungseffekt der relativen Vorticity durch den der Meridionalbewegung verstärkt.

11.3 Tropische Wirbelstürme

Aus Easterly waves, wellenartigen Störungen an der ITCZ oder auch Störungen, die aus der Westwindzone in die tropi-

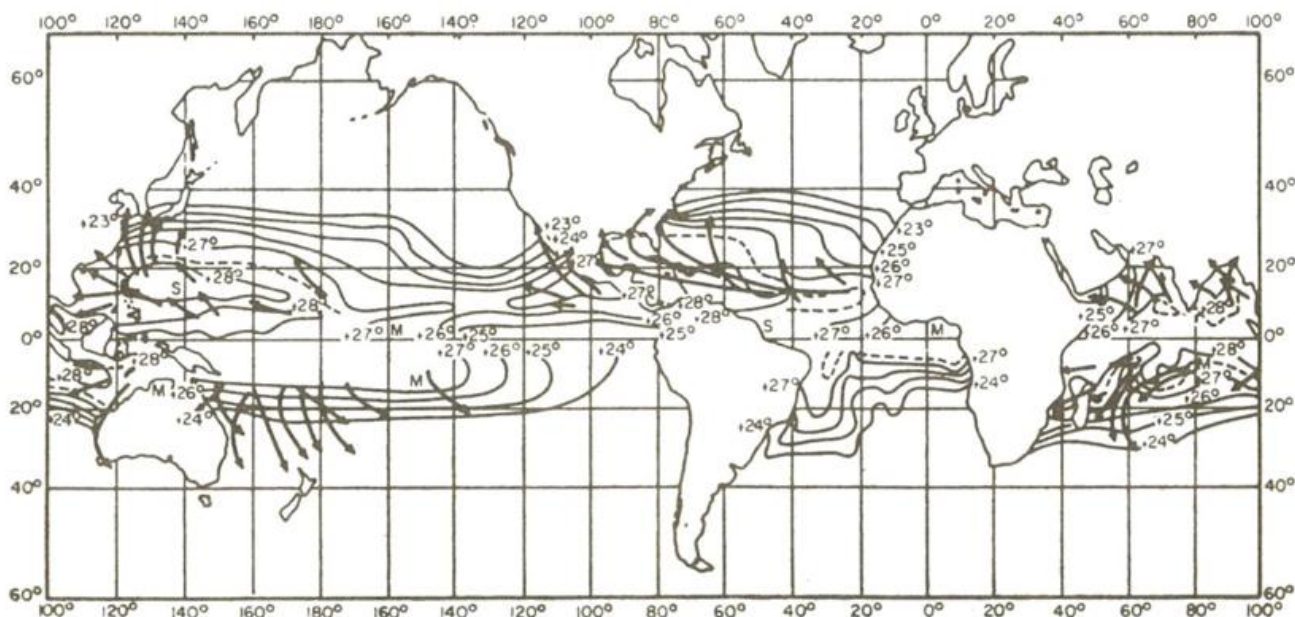


Abb. 11.4
Bevorzugte Zugbahnen tropischer Wirbelstürme und mittlere Isothermen der Wassertemperatur für den Herbstbeginn jeder Halbkugel (nach BERGERON 1954)

sche Zirkulation eindringen, bilden sich immer wieder kleinere oder größere Tiefdruckgebiete unterschiedlicher Intensität. In bestimmten Gebieten und zu bestimmten Zeiten können sich daraus heftig rotierende zyklonale Wirbel entwickeln – die tropischen Wirbelstürme.

Für tropische Tiefdruckgebiete werden im Nordatlantik und östlichen Nordpazifik je nach Intensität folgende Bezeichnungen verwendet:

- *Tropische Depression* (tropical depression): Ein Tief mit abgeschlossener Zirkulation am Boden und Winden bis höchstens 33 kn (Bft 7);
- *Tropischer Sturm* (tropical storm): Ein Sturmtief mit Winden zwischen 34 und 63 kn (Bft 12);
- *Tropischer Orkan oder Hurrikan* (hurricane): Ein intensives Orkantief mit Winden über 64 kn (> Bft 12).

Im westlichen Nordpazifik heißen die Tropenorkane *Taifun* (typhoon), bei den Philippinen *Baguio*, in der Nähe von Australien *Willy-Willy* und im Indischen Ozean *Zyklon*. Wenn im folgenden der Name Hurrikan gebraucht wird, sind die tropischen Wirbelstürme insgesamt gemeint.

11.3.1 Entstehungsbedingungen

Auf der ganzen Erde entstehen im Mittel rund 50 tropische Wirbelstürme in einem Jahr. Sie bilden sich nur über den Ozeanen, und zwar über den Warmwassergebieten mit Oberflächentemperaturen von mindestens 26°C – 27°C (vgl. Abb. 11.4). Der Grund dafür liegt darin, daß nur Luft mit derartig hohen Temperaturen und Feuchtwerten am Boden bei einer Hebung bis in große Höhen hinauf durch Freisetzen latenter Wärme deutlich wärmer ist als die ungestörte Umgebung und sich so der warme Kern – das Hauptcharakteristikum des

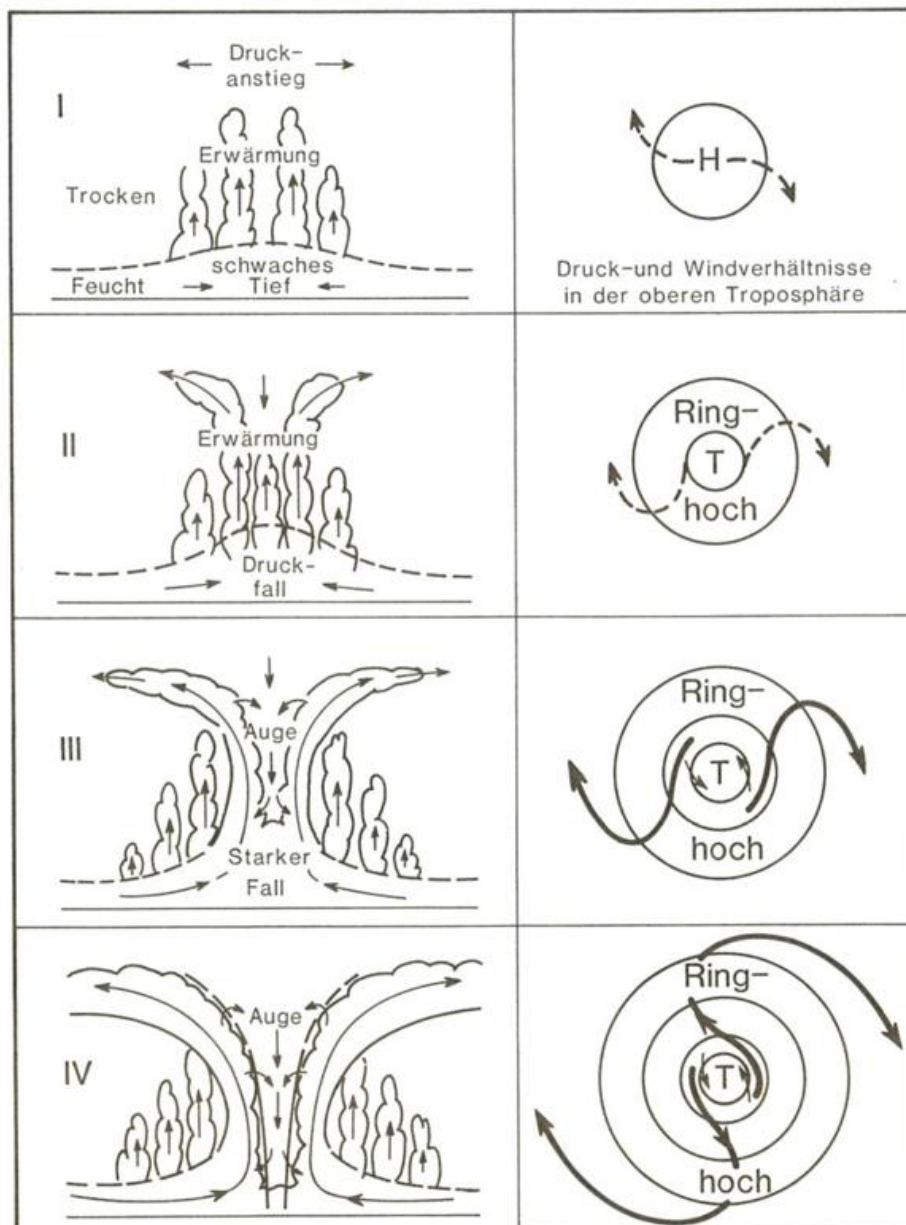


Abb. 11.5
Schema der Entstehung eines tropischen Wirbelsturms

Hurrikans – formieren kann. Dementsprechend folgt die Häufigkeit der Wirbelstürme dem Jahresgang der Wassertemperatur und zeigt ein Minimum im Spätwinter und ein Maximum im Spätsommer und Herbst. Durch die Entwicklung über See ist auch ein steter Nachschub an fühlbarer und latenter Wärme gewährleistet. Außerdem ist dort die hemmende Wirkung der Bodenreibung gering.

Allerdings bleibt trotz hoher Wassertemperaturen ein $5^\circ - 8^\circ$ breiter Streifen beiderseits des Äquators als mögliches Entwicklungsgebiet ausgespart. Das beweist, daß eine gewisse Mindeststärke der Corioliskraft für die Formierung der Wirbelstürme erforderlich ist. Gemäß Abbildung 10.15 ist sie nötig, um bei horizontaler Konvergenz die Partikeln zyklonale Rotation gewinnen zu lassen.

Die Bildung eines etwa symmetrisch aufgebauten warmen Tiefs mit senkrechter Achse setzt außerdem voraus, daß die vertikale Scherung und Strömung, in welcher der Hurrikan entsteht, gering ist. Das ist z. B. die Ursache dafür, daß im Indischen Ozean Wirbelstürme nur vor oder nach dem Sommermonsun auftreten, nicht aber während des Monsuns selbst, bei dem die Strömung eine beachtliche vertikale Scherung aufweist.

In der geringen vertikalen Scherung des Grundstroms, die gleichbedeutend ist mit geringer Baroklinität, zeigt sich der grundlegende Unterschied zu den Sturmzyklonen der Westwindzone. Während deren Entstehung die Existenz möglichst großer horizontaler Temperaturunterschiede voraussetzt, beruht die Formierung der Wirbelstürme auf der Fähigkeit der tropischen Atmosphäre, durch Anzapfen innerer Wärmequellen gleichzeitig sowohl große Mengen verfügbarer potentieller Energie zu erzeugen als sie auch in kinetische Energie umzuwandeln. Der entscheidende Prozeß dabei ist das Freisetzen großer Mengen latenter Wärme durch Kondensation bei vorgegebener potentieller Instabilität.

Allerdings sind die eben aufgelisteten Bedingungen zwar notwendig, aber keineswegs hinreichend für die Entstehung eines Wirbelsturms. Sie stellt vielmehr ein außerordentlich seltenes Ereignis dar, und es bedarf offensichtlich dafür eines besonderen Auslösemechanismus, dessen Natur bis heute noch nicht völlig geklärt ist.

11.3.2 Entwicklung des Wirbelsturmes

Die normale Entwicklung eines Wirbelsturms kann man gemäß Abbildung 11.5 in vier Stadien unterteilen. Am Beginn (Stadium I) steht die Vertiefung eines ursprünglich flachen Tiefs bzw. die Formierung eines Tiefs innerhalb des Trog einer Easterly wave. Die Hebung, die dabei wirksam werden muß und die hier vorausgesetzt werden soll, führt zur Auslösung der herrschenden potentiellen Instabilität und zur Bildung zahlreicher Cumulonimben aus dem Feuchtevorrat der bodennahen Strömung. Die dabei freigesetzte latente Wärme verursacht eine Erwärmung in der mittleren und oberen Troposphäre, die dort zu Druckanstieg und zur Entstehung eines Höhenhochs Anlaß gibt. Als Folge des Anstiegs setzt in der Höhe Horizontaldivergenz ein, die den Druckfall im Bodentief verstärkt.

Das Anwachsen des Druckgradienten rings um das Bodentief führt nun seinerseits zu einer Geschwindigkeitszunahme der Partikeln und zu einem verstärkten Einströmen ins Tief. Durch den Ablenkungseffekt der Corioliskraft wächst dabei auch die Tangentialgeschwindigkeit der Partikeln und insgesamt die zyklonale Rotation immer mehr an. Die Hebung ver-

stärkt sich im gleichen Maße und die Cumulonimben organisieren sich in spiralförmigen Bändern mit einem dichten, zusammengewachsenen Cirrusschirm darüber, der sich nach allen Seiten ausdehnt (Stadium II).

Für den Übergang zum Stadium III ist charakteristisch, daß sich der obere Teil des Wolkensystems immer mehr ausbreitet, gleichzeitig aber in der Mitte öffnet, so daß ein kreisförmiges, wolkenfreies Gebiet entsteht – das sogenannte Auge des Wirbelsturms. Dieser Vorgang ist darauf zurückzuführen, daß im Hebungsbereich die aus den unteren Schichten aufsteigenden Partikeln sehr rasch aus einem Bereich mit starker zyklonaler Rotation in Niveaus gelangen, wo im Gleichgewicht mit dem Druckfeld eine wesentlich schwächere zyklonale oder gar eine antizyklonale Drehbewegung erforderlich wäre. Da die Luftteilchen von unten ihre große zyklonale Vorticity mitbringen, können sie sich nicht sofort an das veränderte Gleichgewicht anpassen, sondern werden durch Coriolis- und Zentrifugalkraft nach außen abgelenkt. Das führt zu einer allseitigen Horizontaldivergenz in der Höhenströmung, die an der Veränderung des oberen Wolkensystems direkt sichtbar wird. Sie bewirkt zum einen, daß die zyklonale Vorticity der nach außen strebenden Partikeln immer schwächer wird und schließlich in antizyklonale Rotation übergeht. Zum andern verstärkt sie den primär wirksamen Druckfall, so daß sich das Bodentief erheblich rascher vertieft als vorher, nun aber auch in der Höhe der Druck fällt und ein Höhentief entsteht, umgeben von einem ringförmigen Gebiet hohen Druckes.

Während der Weiterentwicklung öffnet sich das Bewölkungssystem immer mehr, und das Auge dehnt sich nach den Seiten und nach unten aus. Dabei muß Luft ersatzweise von oben nachsinken. Die durch das Absinken verursachte adiabatische Erwärmung verstärkt die Temperaturzunahme durch die freigesetzte latente Wärme, so daß der Temperaturunterschied zwischen dem warmen Kern des Wirbels und der Umgebung weiter anwächst.

Die Entwicklung erreicht ihren Höhenpunkt (Stadium IV), wenn bei fortschreitender Vertiefung die zyklonale Rotation der ins Bodentief einströmenden Partikeln so stark geworden ist, daß die nach außen gerichtete Zentrifugalkraft gemeinsam mit der Corioliskraft eine Bewegung direkt bis ins Zentrum verhindert. Dadurch dehnt sich das Auge von oben her bis zum Boden aus.

11.3.3 Horizontaler und vertikaler Aufbau eines Wirbelsturms

Abbildung 11.6 zeigt einen Querschnitt durch einen voll entwickelten tropischen Wirbelsturm. Das Druckfeld in Bodennähe zeigt einen mächtigen Trichter mit außerordentlich großen horizontalen Druckgradienten und Kerndrucken, die unter 900 hPa liegen können. Der tiefste bisher bekannt gewordene Luftdruck in einem tropischen Wirbelsturm betrug 873 hPa (am 23.9.1958 im Taifun IDA auf $17,3^\circ \text{N}$, 137°E). Der Druckgradient hat sein Maximum in dem ringförmigen Orkangebiet um das Auge. Die Druckflächen haben hier eine Neigung von 1 : 100 und stehen damit zehn- bis hundertmal steiler als sonst üblich.

Allerdings nimmt die Druckflächenneigung und damit die Intensität des Hurrikan-Tiefs mit der Höhe rasch ab, da der Wirbelsturm einen warmen Kern hat und im Auge in 10 km bis 12 km Höhe 10 K bis 15 K wärmer ist als die ungestörte Umgebung. Dennoch ist meist auch in großen Höhen ein Tief über dem Zentrum des Hurrikans festzustellen, umgeben von

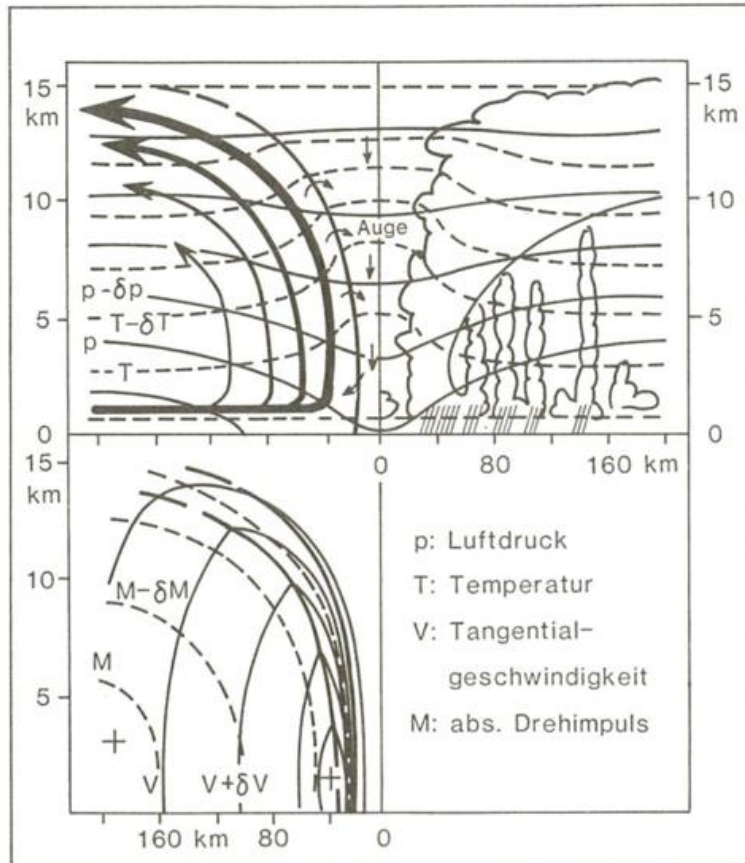


Abb. 11.6
Vertikaler Aufbau eines Hurrikans im Reifestadium

einem ringförmigen Gebiet höheren Luftdrucks. Der Temperaturkontrast zur Umgebung ist in einer fronthaften Zone rings um den Wirbel konzentriert, die mit der Höhe nach außen geneigt ist.

In den untersten 2 km erfolgt von allen Seiten das Einströmen der Luft in den Wirbel, wobei die Partikeln mit einem Winkel von $20^\circ - 30^\circ$ die Isobaren zum tiefen Druck kreuzen. Wegen der erwähnten kombinierten Wirkung von Zentrifugal- und Corioliskraft endet das Einströmen 20 km – 40 km außerhalb des Zentrums – am Rande des Auges. Dort herrschen bei isobarenparalleler Luftbewegung die stärksten Winde im Bereich des Hurrikans mit Geschwindigkeiten um oder über 100 km. Die Strömung in diesem Bereich entspricht in erster Näherung dem in Kapitel 6.5.4 geschilderten Gradientwindgleichgewicht für zyklonal gekrümmte Luftbahnen.

Am Rande des Auges herrscht die stärkste horizontale Konvergenz und kräftigste aufwärts gerichtete Luftbewegung. Die Vertikalgeschwindigkeit erreicht hier durchaus Werte von 20 m/s und mehr. Dadurch entsteht rings um das Auge ein geschlossener mauerartiger Wall hochreichender Cumulonimben, aus dem heftige Niederschläge fallen. Da die aufsteigenden Partikeln wegen der oben geschilderten Effekte oberhalb von 5 km – 8 km Höhe nach außen abströmen, ist der obere Teil dieses Wolkenwalls deutlich nach außen geneigt – ähnlich wie die Zone mit dem größten horizontalen Temperaturgradienten. Die im äußeren Bereich entstehenden, in spiralförmigen Bändern angeordneten Cumulonimben wachsen von unten in den mächtigen Cirrusschirm des Wolkenmassivs hinein.

Wegen der Bewegung gegen das Druckgefälle nimmt beim oberen Ausströmen die Tangentialgeschwindigkeit der Partikeln und damit verbunden ihre zyklonale Rotation rasch ab. Wenn die Luftteilchen allerdings weiter außerhalb die ringförmige Hochdruckzone um das Hurrikan-Tief durchquert haben, erfahren sie anschließend eine erneute Geschwindigkeitszunahme durch die Gradientkraft – nun aber bei entgegengesetzter Bewegungsrichtung und antizyklonaler Rotation. Die Bilder der geostationären Satelliten, die man zu Filmstreifen zusammensetzen kann, zeigen dieses Verhalten der Partikeln anhand der Bewegungen im oberen Cirrusschild des Wirbelsturms immer wieder recht eindrucksvoll.

In Abbildung 11.6 ist schematisch auch die Verteilung des absoluten Drehimpulses

$$M = Vr + \frac{f}{2} r^2$$

ingezeichnet. V ist die Tangentialgeschwindigkeit, f der Coriolisparameter und r der Abstand vom Zentrum des Wirbelsturms. Man sieht, daß der Drehimpuls der Partikeln beim Einströmen in den Hurrikan geringer wird – offensichtlich eine Folge der Bodenreibung –, dann aber beim Aufsteigen und beim oberen Ausströmen konstant bleibt.

Im warmen Kern des Hurrikans, im Auge, herrschen schwache, umlaufende Winde. Wegen der Absinkbewegung im oberen und mittleren Niveau findet man hier nur tiefe Wolken. Zusätzlich zu dem Absinken kommt es allerdings zu einer teilweisen Durchmischung mit der Wolkenluft am Rande des

Cumulonimbus-Walls, wodurch die Absinkerwärmung etwas kompensiert wird und eine Feuchtezunahme erfolgt.

In Abbildung 11.6 ist die Verteilung der verschiedenen Parameter kreissymmetrisch zum Zentrum des Wirbelsturms dargestellt. Allerdings zeigen die meisten Hurrikane eine mehr oder weniger deutliche Asymmetrie zumindest des Windfeldes. Die stärksten Winde herrschen gewöhnlich an der Flanke, die rechts von der Verlagerungsrichtung liegt. Bei der meist anzutreffenden Verlagerung nach Westen ist das die Nordflanke des Wirbelsturms. Dort ist häufig auch die Wetterwirksamkeit des Gebildes am stärksten ausgeprägt.

11.3.4 Verlagerung und Lebensdauer der Wirbelstürme

Wie soeben erwähnt, verlagern sich die meisten tropischen Wirbelstürme entsprechend der Grundströmung nach Westen, allerdings langsam und häufig unter Durchlaufen von Bögen und Schleifen. Ihre Intensität und Lebensdauer hängt dabei maßgeblich von der Art des Untergrundes ab, den sie überqueren. Denn für das Aufrechterhalten der oben geschilderten Struktur ist ja entscheidend, daß die in das Zirkulationssystem des Hurrikans einströmende Luft keine stärkere Abkühlung erfährt. Sie wäre an sich zu erwarten – zum einen adiabatisch wegen der raschen Bewegung der Partikeln zum tiefen Druck, zum anderen diabatisch durch die Verdunstung des aus den Cumulonimben ausfallenden Niederschlags. Über dem Warmwasserbereich der Ozeane können diese Wärmeverluste sofort kompensiert werden. Außerdem ist dort ein steter Nachschub an Wasserdampf gewährleistet, und die bremsende Wirkung der Bodenreibung bleibt gering. Solange also der Wirbelsturm über den entsprechenden Meeresgebieten verbleibt, wird er seine Struktur und Intensität beibehalten können.

Tritt der Wirbelsturm dagegen auf Land über oder gerät er über Meeresgebiete mit geringerer Oberflächentemperatur, kommt es zu einer raschen Abkühlung der Luft im Inneren des Hurrikans, damit zu einer Verringerung des Wärmeüberschusses gegenüber der Umgebung und als Folge davon zu einer Schwächung der gesamten Zirkulation. Im Druckfeld macht sich das durch ein rasches Auffüllen des Hurrikan-Tiefs bemerkbar, obwohl die Wetterwirksamkeit des Wirbels, vor allem was die Niederschläge betrifft, noch längere Zeit erhalten bleiben kann. Über Land trägt natürlich auch die vermehrte Bodenreibung zum Auffüllen bei.

Im Bereich des Nordatlantik entstehen die meisten Hurrikane im Seegebiet zwischen den Kapverdischen Inseln und dem nördlichen Südamerika und wandern westwärts zur Karibik. Ein Teil von ihnen überquert dann den Gof von Mexiko und erreicht die Küsten von Mexiko und der südlichen USA, wo sie sich rasch auffüllen. Der andere Teil biegt nach Norden und Nordosten um, gerät dabei über kälteres Wasser und schwächt sich ebenfalls ab. Allerdings können sich diese Wirbelstürme zu einem normalen Tief der Westwindzone umformen, wenn sie sich der Frontalzone der Polarfront nähern und Kaltluftmassen in ihre Zirkulation einbeziehen. Die feuchtwarme Luft des ehemaligen Hurrikans erlaubt dann bei auch sonst günstigen Bedingungen eine besonders intensive Zyklonogenese.

11.3.5 Hurrikan-Warnungen

Beim Überqueren von Inseln und Erreichen des Festlandsküste verursachen die tropischen Wirbelstürme meist große Schäden und häufig auch den Verlust von Menschenleben. Die

Zerstörungen durch Hurrikane rühren nur z. T. von der direkten Wirkung der Orkanwinde her. Der größte Teil geht auf Überflutung und die Wirkung der hohen Windsee zurück. Durch die Windkonvergenz und den enormen Druckfall im Bereich des Hurrikans hebt sich dort der Wasserspiegel des Ozeans um einige Meter. Als Folge davon entwickelt sich eine Flutwelle, die sich rasch nach allen Seiten ausbreitet. Diese Flutwelle kann 10 m – 15 m hoch sein. Zusammen mit dem durch die direkte Windwirkung erzeugten Wassertransport führt sie an der Küste zu einem plötzlichen, starken und oftmals verheerenden Anstieg des Wasserspiegels. Weiter im Binnenland können die wolkenbruchartigen Niederschläge Überschwemmungen verursachen. 24stündige Niederschlagsmengen von 500 mm – 1000 mm oder gar mehr sind dabei durchaus möglich.

Aus all diesen Gründen ist es eine Hauptaufgabe der Wetterdienste der betroffenen Länder, die Entstehung der tropischen Wirbelstürme möglichst frühzeitig zu erkennen und ihre Intensität und ihre Verlagerung möglichst genau vorherzusagen. Zu diesem Zweck wurden Hurrikan-Warndienste eingerichtet, in den USA z. B. in Miami/Florida und in San Juan/Puerto Rico. Diese verwerten nicht nur die Bilddaten der geostationären Satelliten und im Nahbereich Radaraufnahmen, sondern sie betreiben auch eine intensive Erkundung durch Flugzeuge, die in den Hurrikan einfliegen und entweder direkte Messungen vornehmen oder Radiosonden abwerfen, die die meteorologischen Parameter im Bereich des Wirbelsturms messen.

11.4 Walkerzirkulation und El-Niño-Phänomen

Eine Besonderheit der Zirkulation äquatorialer Breiten des Pazifik ist die Walkerzirkulation und deren Fluktuation und Zusammenbruch im EL-Niño-Phänomen. Beide stehen in Verbindung mit den hier vorherrschenden Meeresströmungen, vor allem dem kalten Humboldtstrom. Dieser fließt vor der südamerikanischen Westküste nordwärts und geht in Äquatornähe in einen kalten Äquatorialstrom über. Letzterer erwärmt sich westwärts und kommt in Indonesien als warmer Strom an. Durch diese Strömungsverhältnisse erhält man in äquatorialen Breiten des Pazifiks ein Temperaturgefälle von Indonesien nach Osten bis zu der Küste von Südamerika mit einer entsprechenden zonalen thermischen Zirkulation, bestehend aus einem aufsteigenden wolken- und niederschlagsreichen Ast über dem warmen Westpazifik und einem absinkenden wolkenarmen Ast über dem Ostpazifik. Am Boden fließt die äquatoriale Luft etwas nördlich vom Äquator, wo die Winde des Nordost- und Südostpassats entlang der ITCZ konvergieren, in Richtung der indonesischen Tiefdruckzone westwärts, während in der Höhe ein Gegenstrom von West nach Ost die Zirkulation schließt. Diese von GILBERT WALKER erstmals aufgestellte Zirkulationstheorie wird nach ihm *Walkerzirkulation* genannt.

Die Walkerzirkulation wird zeitweise dadurch gestört, daß sich um Weihnachten herum entlang der Küste von Ecuador und Peru ein schwacher, südwärts gerichteter, warmer Meeresstrom entwickelt, der mit einem leichten Anstieg der Meeresoberflächentemperaturen verbunden ist. Dieses Phänomen wird von der einheimischen Bevölkerung mit dem Christkind in Verbindung gebracht und „El Niño“ (span. das Kind) genannt. In Abständen von mehreren Jahren tritt diese Erwärmung verstärkt auf und führt zu verheerenden Änderungen im maritimen Ökosystem an der Küste von Ecuador und Nordperu. Diese verstärkte Anomalie der Meeresoberflächen-

temperatur wird in der meteorologischen Literatur als *El-Niño-Phänomen* bezeichnet.

Die Ursache dieser Erscheinung liegt in einem Koppelsystem zwischen Ozean und Atmosphäre. Abbildung 11.7 zeigt den Gang der Druckdifferenz Tahiti minus Darwin. Tiefer Druck über Darwin und den Indonesischen Inseln ist mit hohem Druck über dem Ostpazifik verbunden und umgekehrt. Die in einem mehrjährigen Rhythmus auftretenden Schwankungen sind in der meteorologischen Literatur unter der Bezeichnung *Southern Oscillation* bekannt. Mit diesen Schwingungen im Druckfeld sind naturgemäß entsprechende Schwankungen im Windfeld verbunden.

Im Normalzustand konvergieren die Winde des Nordost- und Südostpassats, wie bereits erwähnt, etwas nördlich vom Äquator und fließen als Ostwind in die Tiefdruckzone im Gebiet von Indonesien. Wenn der Southern-Oscillation-Index ansteigt, verstärkt sich das von Osten nach Westen gerichtete Druckgefälle und führt zu einer entsprechenden Zunahme des Ostwindes. Die Schubkräfte dieser Luftströmung schieben die oberflächennahen Wassermassen westwärts, wodurch die Meeresoberfläche im Ostpazifik absinkt und im Westpazifik ansteigt. Dadurch wird die Schicht warmen Oberflächenwassers im Westen mächtiger und an der Küste von Ecuador und Peru dünner. Hier gelangen kältere Tiefenwasser nach oben und schaffen mit ihrem Reichtum an Meeresplankton gute Voraussetzungen für ertragreiche Fischgründe und zahlreiche Seevögel.

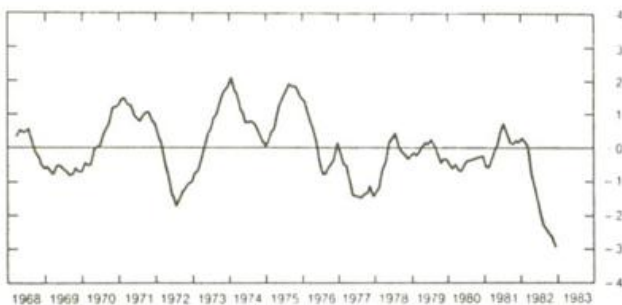


Abb. 11.7

Southern-Oscillation-Index: Fünfmonatige Mittelwerte der Luftdruckdifferenz Tahiti minus Darwin; dargestellt in Einheiten der Standardabweichungen (aus WMO-Bull. Okt. 1983)

Bei fallendem Southern-Oscillation-Index steigt der Druck im Gebiet von Indonesien, der von Ost nach West gerichtete Druckgradient nimmt ab und kehrt sich schließlich im Falle

starker El-Niño-Situationen, wie z. B. 1982/83, um. Die äquatorialen Ostwinde schwächen sich dabei ab und wechseln in umgekehrter Richtung von Westen nach Osten. Die Umstellung beginnt im Westpazifik, schreitet langsam ostwärts fort und erreicht einige Wochen später die südamerikanische Küste. Mit diesem Windwechsel geht ein Zurückfließen der im Westpazifik angestauten Wassermassen einher. Die warme Oberflächenschicht nähert sich der ungestörten horizontalen Lage und nimmt an der pazifischen Ostküste eine normale Dicke an. Die kälteren Tiefenwasser mit ihrem Reichtum an Meeresnahrung bleiben aus, und die Temperatur steigt um einige Grad über die Norm an. Wie Abbildung 11.7 zeigt, trat eine derartige El-Niño-Erwärmung zu den Zeiten der Minima in den Jahren 1969, 1972, 1976/77 und 1982/83 auf. Das extreme Minimum von 1982/83 war mit Temperaturanomalien im äquatorialen Ostpazifik von z. T. über 5 °C verbunden. Die ITCZ verlagerte sich nach Süden, und die Konvektionszone im Südwestpazifik zog ostwärts. Die Folge waren ergiebige Niederschläge in den sonst trockenen Gebieten des zentralen und östlichen äquatorialen Pazifik und eine ungewöhnliche Trockenheit in SE-Australien und Indonesien. In den nördlichen Provinzen von Peru traten die schlimmsten Überschwemmungen der letzten 50 Jahre auf. Verheerende Folgen hat das El-Niño-Ereignis für das Ökosystem der Küste von Ecuador und Peru. Mit dem Ausbleiben des nahrungsreichen Tiefenwassers kommt es zu einem verbreiteten Sterben und Abwandern von Fischen und Seevögeln mit entsprechenden Schäden für die wichtigsten Einnahmequellen dieser Länder, nämlich Fisch- und Guanoindustrie.

Das El-Niño-Phänomen scheint außerdem auch Rückkopplungen mit den subtropischen Hochdruckgebieten und darüber hinaus der Zirkulation der gemäßigten Breiten zu besitzen. Eine Verstärkung der Subtropenhochdruckgebiete bedeutet eine Zunahme der Ostströmung in Äquatornähe und über den oben geschilderten Mechanismus eine Verstärkung der Walkerzirkulation. Dadurch breitet sich der kalte Äquatorialstrom vom Ostpazifik weiter nach Westen aus und verringert so durch Abbau des meridionalen Temperaturgefälles die thermische Hadley-Zirkulation. Damit ist ein Abbau der Subtropenhochdruckgürtel, eine Abschwächung der Passate und der bodennahen Walkerströmung verbunden. Es beginnt die Einleitung der El-Niño-Situation. Letztere führt zu einer Verstärkung des meridionalen Temperaturgefälles, damit der Hadley-Zirkulation und der subtropischen Hochdruckgürtel. Der Zyklus ist geschlossen. Die subtropischen Hochdruckgürtel beeinflussen aber auch die Zirkulation der gemäßigten Breiten. Kräftige Subtropenhochdruckgebiete bedeuten im allgemeinen eine starke Westwindströmung mit entsprechenden Folgeerscheinungen in mittleren Breiten und schwache umgekehrte Verhältnisse.

1. Anhang: Die Erde als Himmelskörper

A.1.1 Größenverhältnisse

Die Größenverhältnisse der Erde werden durch folgende Daten charakterisiert:

mittlerer Radius	6 371,229 km
Äquatorumfang	40 075 km
Polumfang	40 008 km
Erdmasse	$5,98 \cdot 10^{24}$ kg
Erdoberfläche	$5,18 \cdot 10^{14}$ m ²
davon Wasser	70,8 %
Land	29,2 %

Nordhalbkugel

Wasser	60,7 %
Land	39,3 %

Südhalbkugel

Wasser	80,9 %
Land	19,1 %

A.1.2 Keplersche Gesetze, Gravitation

Die Gesetze, welche die Bewegung der Erde um die Sonne und die Gestalt der Erde bestimmen, sind die Keplerschen Gesetze und das Newtonsche Gravitationsgesetz. Neben der Gravitationskraft, welche die Masse der Erde zusammenhält, ist noch die Zentrifugalkraft, die infolge der Rotation der Erde um ihre Achse auf die Massenpunkte der Erde wirkt, für die Gestalt der Erde verantwortlich. Beide Kräfte zusammen ergeben die Gewichtskraft.

Im Altertum nahm man an, daß die Erde im Zentrum des Alls stehe (geozentrisches System) und die Sonne und die Sterne sie auf Kreisbahnen umrunden. Der Grieche PTOLEMÄUS baute dieses geozentrische System so überzeugend aus, daß es sich bis ins Mittelalter hinein hielt. Erst als das Fernrohr erfunden war, ließ sich das geozentrische Ptolemäische Weltensystem nicht mehr halten.

Später leitete J. KEPLER aus den sehr sorgfältigen Stern- und Planetenbeobachtungen des dänischen Astronomen T. BRAHE ab, daß die Planeten keine Kreisbahnen, sondern elliptische Bahnen beschreiben. Er stellte für die Planetenbewegung folgende drei Gesetze auf:

1. Gesetz: Die Planeten bewegen sich auf elliptischen Bahnen, wobei die Sonne in einem der beiden Brennpunkte steht (Abb. A.1).
2. Gesetz: Der Leitstrahl von der Sonne zu den Planeten überstreicht in der gleichen Zeit gleiche Flächen A (Abb. A.1).
3. Gesetz: Die Quadrate der Umlaufzeiten T zweier Planeten um die Sonne verhalten sich wie die dritten Potenzen der großen Halbachsen r ihrer Bahnellipsen

$$\frac{T_1^2}{T_2^2} = \frac{r_1^3}{r_2^3} \quad (\text{A.1})$$

Die Keplerschen Gesetze beschreiben in einfacher Weise und mit ausreichender Genauigkeit die Planetenbewegungen. Sie sind aber nicht in der Lage anzugeben, warum die Planeten elliptische Bahnen beschreiben. Erst der englische Physiker NEWTON betrachtete die Planetenbewegungen kausal nach Ursache und Wirkung.

Er vermutete, daß die Kraft, durch die ein vom Baum zur Erde fallender Apfel beschleunigt wird, dieselbe Kraft ist, mit welcher der Mond von der Erde angezogen wird. Die Berechnungen bestätigten seine Vermutung, und er schloß auf ein allgemeines Gravitationsgesetz, das er wie folgt formulierte:

„Jeder Körper des Universums zieht jeden anderen Körper an mit einer Kraft, die proportional zu den Massen der anziehenden Körper und umgekehrt proportional zum Quadrat der Entfernung ihrer Massenmittelpunkte ist!“

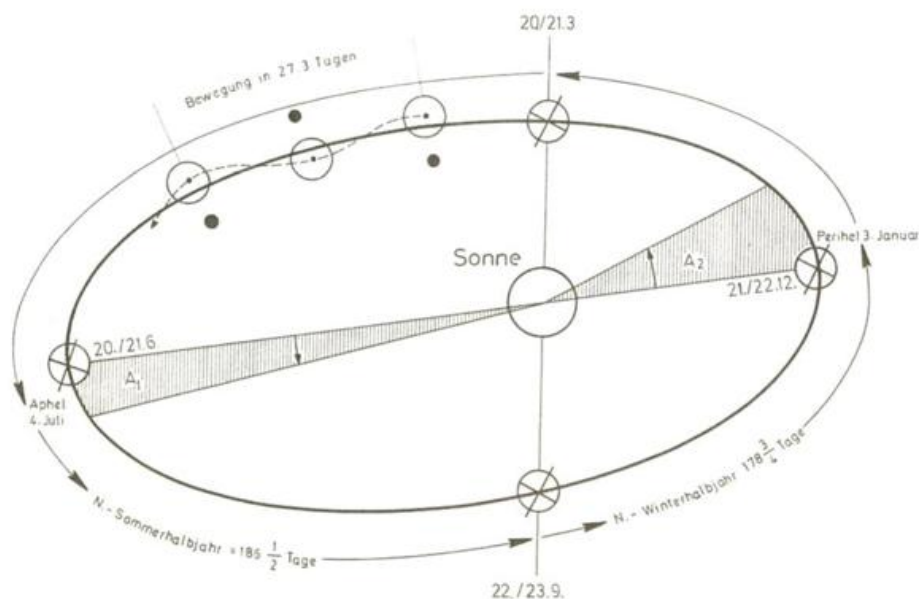


Abb. A.1
Bewegung der Erde um die Sonne

Tab. A.1: $g(\varphi, 0)$ in cm/s^2

φ	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
$g(\varphi, 0)$	978,036	978,191	978,638	979,324	980,167	981,065	981,911	982,601	983,051	983,208

Ist F die Anziehungskraft zwischen den Massen m_1 und m_2 und r der Abstand der Massenmittelpunkte, dann gilt:

$$F = f \frac{m_1 m_2}{r^2} \quad (\text{A.2})$$

f wird Gravitationskonstante genannt und wurde erstmals von CAVENDISH bestimmt. Als genauer Wert gilt heute

$$f = (6.670 \pm 0,007) \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/\text{kg s}^2.$$

A.1.3 Gewichtskraft und Gestalt

Unter der Gewichtskraft G versteht man die Kraft, mit der ein Körper von der Erde angezogen wird. Sie ist nach dem 2. Newtonschen Axiom:

$$\text{Kraft } \vec{F} = \text{Masse } m \cdot \text{Beschleunigung } \vec{a} \quad (\text{A.3})$$

gegeben durch:

$$\vec{G} = m \vec{g}$$

\vec{g} = Erdbeschleunigung

Die Gewichtskraft setzt sich zusammen aus der Gravitationskraft F der Erde und der Zentrifugalkraft F_z , die senkrecht zur Erdachse nach außen gerichtet ist (Abb. A.2).

Für F_z gilt:

$$F_z = m\Omega^2 R \cos \varphi \quad (\text{A.4})$$

wobei Ω die Winkelgeschwindigkeit der Erde ($\Omega = 7,292 \cdot 10^{-5} \text{ rad/s}$), R der Erdradius und φ die geographische Breite sind. F_z ist am Pol gleich Null und erreicht am Äquator ein Maximum. Weil die Massenpunkte auf der Erde sich solange verschieben, bis die Gewichtskraft G senkrecht zur Erdoberfläche steht, hat die Erde durch die Wirkung der Zentrifugalkraft nahezu die Form eines Rotationsellipsoids. Da die Zentrifugalkraft maximal nur 0,3% der Gravitationskraft ausmacht, weicht die Oberflächenform der Erde nur unwesentlich von einer Kugel ab.

Da der Abstand vom Erdmittelpunkt am Äquator größer ist als am Pol (21,2 km), ist die Gravitationskraft an der Erdoberfläche am Äquator kleiner als am Pol. Zusammen mit der Wirkung der Zentrifugalkraft ergibt sich daraus für die Gewichtskraft G bzw. die Erdbeschleunigung g an der Erdoberfläche am Pol ein Maximum und am Äquator ein Minimum. Beide nehmen außerdem mit der Höhe über der Erdoberfläche ab.

Die Schwerebeschleunigung im sogenannten *meteorologischen Gravitationssystem* im mittleren Meeresniveau ($z = 0$) kann mit folgender Formel berechnet werden

$$g(\varphi, 0) = 980,616 (-0,002\,637\,3 \cdot \cos 2\varphi + 0,000\,005\,9 \cdot \cos^2 2\varphi) \text{ in cm/s}^2 \quad (\text{A.5})$$

Tab. A.1 gibt einige Werte von $g(\varphi, 0)$ in cm/s^2 an.

Für 50° Breite erhält man folgende Abnahme von g mit der Höhe über der Erdoberfläche:

Tab. A.2: Abnahme von g in 50° Breite gegenüber $g(0)$

z (m)	1000	2000	10.000	20.000	50.000	100.000
Abnahme von g (cm/s^2)	0,308	0,617	3,078	6,141	15,246	30,134

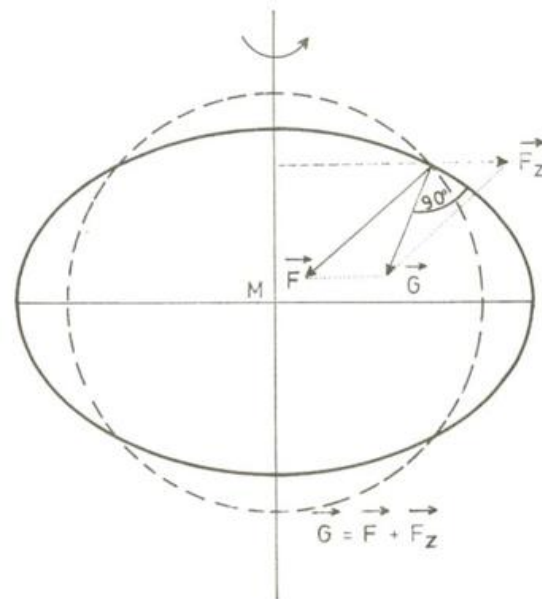


Abb. A.2

Gewichtskraft (Resultierende aus Gravitationskraft und Zentrifugalkraft) und Gestalt der Erde (stark übertrieben)

A.1.4 Gravitationskraft und Atmosphäre

Die Gravitationskraft zwingt nicht nur die Himmelskörper auf ihre Bahn, sondern sie hält auch deren Massen zusammen. Dies gilt besonders für die gasförmigen Bestandteile. Infolge der hohen Molekulargeschwindigkeiten der Gasteilchen würden sie ohne die Gravitationskraft ungehindert in den Weltraum entweichen.

Die Weltraumflüge zeigen uns, daß man einem Weltraumfahrzeug nur eine ausreichend hohe Geschwindigkeit zu geben braucht, um es in die Lage zu versetzen, die Anziehungskraft der Erde zu überwinden. Man nennt diese Geschwindigkeit *Fluchtgeschwindigkeit*. Sie beträgt für die Erde 11,2 km/s. Schießt man einen Körper auf der Erde mit dieser Geschwindigkeit tangential ab, so wird seine Flugbahn eine Parabel. Bei höherer Geschwindigkeit folgt er einer Hyperbel als Bahn. In beiden Fällen kehrt er nicht mehr zur Erde zurück. Geringere Geschwindigkeiten ergeben die Kepler-Ellipsen, wobei der Erdmittelpunkt ein Brennpunkt ist. Mit abnehmender Geschwindigkeit nähert sich der zweite Brennpunkt der Ellipse immer mehr dem Erdmittelpunkt, bis er bei 7,9 km/s

ebenfalls mit ihm zusammenfällt und die Ellipsenbahn zu einer Kreisbahn wird. Unterhalb von 7,9 km/s fällt der Körper zur Erde und beschreibt nur noch einen Teil einer elliptischen Bahn. Wie man sieht, erhält man in jedem Fall einen Kegelschnitt als Bahn.

Die Fluchtgeschwindigkeit ist der Masse des betreffenden Planeten proportional. Alle gasförmigen Teilchen eines Planeten, die eine größere Geschwindigkeit erlangen als die Fluchtgeschwindigkeit, können nicht von ihm gehalten werden und entweichen ins All. Es hängt also von zwei Faktoren ab, ob ein Himmelskörper eine Atmosphäre besitzt: 1. von seiner Masse bzw. Gravitationskraft und damit seiner Fluchtgeschwindigkeit, 2. von der Molekulargeschwindigkeit der Gasteilchen. Letztere ist bei den leichteren Gasen größer als bei schwereren und nimmt außerdem mit der Temperatur der Gase zu. Ein Himmelskörper kann nur die Gase auf Dauer festhalten, deren mittlere Molekulargeschwindigkeit $1/5$ der Fluchtgeschwindigkeit nicht überschreitet. In unserem Planetensystem sind nur der Merkur und der Mond nicht in der Lage, eine Atmosphäre auf die Dauer festzuhalten. Die Erde hingegen kann die schweren Gase wie Sauerstoff, Stickstoff, Wasserdampf usw. am Entweichen hindern. Nur die leichten Gase, wie Wasserstoff und Helium kann sie bei den hohen Temperaturen der obersten Heihschicht der Atmosphäre nicht mehr an sich binden.

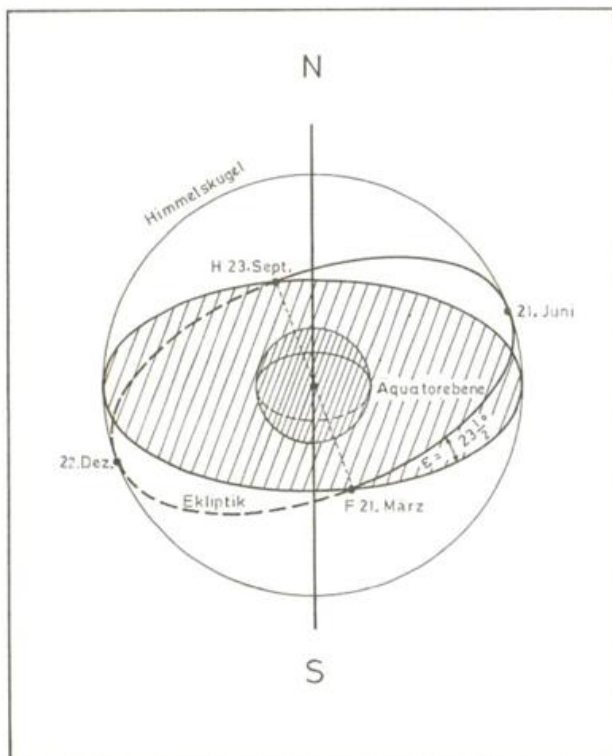


Abb. A.3
Scheinbare jährliche Bahn der Sonne an der Himmelskugel

A.1.5 Erdbahn, Jahr und Jahreszeiten

A.1.5.1 Erdbahndaten

Die Erdbahn ist eine Ellipse mit der Sonne in einem der beiden Brennpunkte und folgenden Bahndaten:

mittlere Entfernung Erde-Sonne	149,6 x 10 ⁶ km
Perihelentfernung (sonnenächster Punkt der Erdbahn)	147 x 10 ⁶ km
Aphelentfernung (sonnenfernster Punkt)	152 x 10 ⁶ km
Perihelidatum	3. Januar
Aphelidatum	4. Juli
Wanderung des Perihels in Datumsrichtung	0,42 h pro Jahr
Umlaufzeiten:	
siderische (Fixstern – Fixstern)	365,25636 Tage
tropische (Sonnenjahr, Frühlingspunkt – Frühlingspunkt)	365,24220 Tage

A.1.5.2 Ekliptik

Denkt man sich um die Erde eine Himmelskugel, dann bezeichnet man die Schnittpunkte der Erdachse mit dieser Kugel als Himmelsnord- und Himmels-südpol. Die Äquatorebene der Erde schneidet diese Himmelskugel in einem Großkreis, dem Himmelsäquator, der 90° von den Polen entfernt ist (Abb. A.3).

Die Bahnebene der Erde bei ihrer jährlichen Bewegung um die Sonne schneidet die Himmelskugel ebenfalls in einem Großkreis, der Ekliptik. Weil die Äquatorebene der Erde gegen ihre Bahnebene um 23 1/2° geneigt ist, schließt auch der Himmelsäquator mit der Ekliptik einen Winkel von 23 1/2° ein. Die Neigung der Ekliptikebene zur Äquatorebene von 23 1/2° wird auch *Schiefe der Ekliptik* genannt. Die beiden Großkreise des Himmelsäquators und der Ekliptik schneiden sich an zwei Punkten, dem Frühlingspunkt (F) und dem Herbstpunkt (H). In ihrem Jahreslauf auf der Ekliptik der Himmelskugel erreicht die Sonne den Frühlingspunkt am 21. März und den Herbstpunkt am 23. September. An diesen beiden Zeitpunkten beginnt auf der Nordhalbkugel der Frühling und der Herbst. Auf der Südhalbkugel ist es umgekehrt.

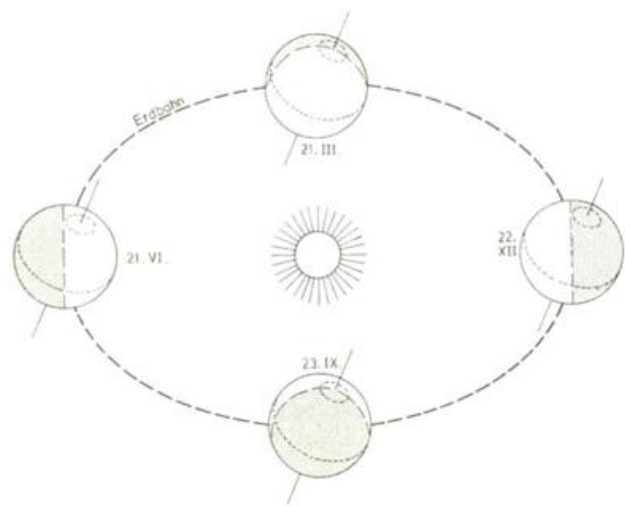


Abb. A.4
Die Entstehung der Jahreszeiten

A.1.5.3 Jahr und Jahreszeiten

Die Zeitspanne zwischen zwei aufeinanderfolgenden Frühlingspunkten nennt man das *tropische Jahr*. Neben diesem tropischen Jahr gibt es noch das *siderische Jahr*. Das ist die Zeitspanne, die vergeht, bis die Erde bei ihrer Bewegung um

die Sonne einen vollen Umlauf von 360° durchlaufen hat und wieder an derselben Stelle des Sternhimmels steht. Sie beträgt 365,2564 Tage. Das tropische Jahr ist mit 365,2422 Tagen um 20 Minuten und 27 Sekunden kürzer als das siderische Jahr. Dieser Unterschied kommt durch die Präzessionsbewegung der Erde zustande, wodurch der Frühlingspunkt sich jährlich um 20 Minuten und 27 Sekunden gegen die Datumsrichtung verschiebt.

Weil das bürgerliche Jahr genau 365 Tage hat, ist es 05 h 48 min 46 s kürzer als das tropische Jahr. Um diese Differenz verspätet sich von Jahr zu Jahr der Eintritt des Frühlingspunktes und der anderen Jahreszeiten im Kalenderjahr. Darum wird alle vier Jahre ein Schalttag in den Kalender eingefügt, der den Frühlingspunkt wieder auf das richtige Datum zurückholt. $4 \times 05 \text{ h } 48 \text{ min } 46 \text{ s}$ ergibt allerdings nur eine Zeitspanne von 23 h 15 min 04 s, so daß sich alle Jahreszeiten in vier Jahren immer noch um diese Differenz von 44 min 46 s verfrühen. Um

Juni nordwärts bis $23 \frac{1}{2}^\circ \text{ N}$ und dann wieder südwärts. Am 22. Dezember ist er bei $23 \frac{1}{2}^\circ \text{ S}$ angelangt. Weil an beiden Tagen die Sonne auf ihrer Nord- bzw. Südwanderung stillsteht, nennt man diese Tage *Solstitien*. Die Breitenkreise, an welchen die Sonne sich wieder nach Süden und Norden wendet, heißen *Wendekreise*. Die Zonen zwischen den Wendekreisen sind die Tropen oder tropischen Breiten (griechisch: tropein = wenden). Wie Abbildung A.4 zeigt, bleibt am 22. Juni das Gebiet um den Nordpol bis $66 \frac{1}{2}^\circ \text{ N}$ ununterbrochen auf der von der Sonne beleuchteten Erdhälfte und das um den Südpol bis $66 \frac{1}{2}^\circ \text{ S}$ auf der Schatten- oder Nachtseite. Am 22. Dezember kehren sich die Beleuchtungsverhältnisse um. Die Grenze, wo gerade noch ein 24-stündiger Tag oder eine 24-stündige Nacht erreicht wird, nennt man Polarkreis. Polwärts davon liegt das Polargebiet.

Abbildung A.6 zeigt die Beleuchtungsverhältnisse der Erde bzw. die Tages- und Nachtdauer zur Zeit der Äquinoktien am

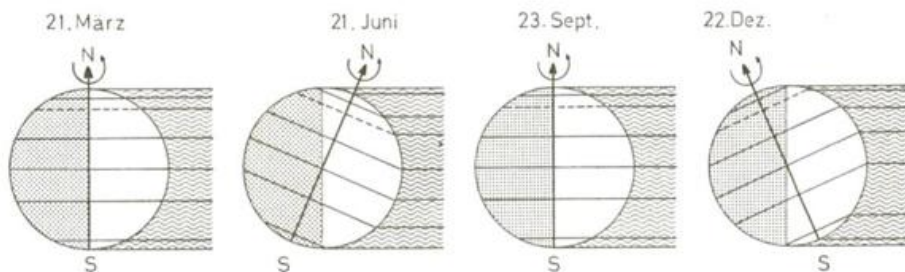


Abb. A.5
Beleuchtung der Erdoberfläche

auch diese Verschiebung auszugleichen, fällt dreimal in vierhundert Jahren ein Schalttag aus, und zwar dann, wenn die Hunderterzahl des betreffenden Jahrhunderts durch vier teilbar ist. Das Jahr 2000 wird also ein Schaltjahr bleiben, während das Jahr 2100 kein Schaltjahr sein wird.

Durch die Verschiebung des Frühlingspunktes im Schaltjahrzyklus beginnt der Frühling und mit ihm die anderen Jahreszeiten im Schaltjahr früher als in den anderen drei Jahren. Man erhält so für den Beginn der Jahreszeiten folgende Daten:

Frühling	20.	und	21. März,
Sommer	21.	und	22. Juni,
Herbst	22.	und	23. September,
Winter	21.	und	22. Dezember

Selbstverständlich variieren auch andere im Sonnenjahr fixierte Daten wie das Perihel und Aphelidatum im Schaltjahrzyklus unseres Kalenders.

A.1.5.4 Beleuchtungsverhältnisse der Erde

Weil sich die Sonne am Frühlingspunkt und Herbstpunkt in der Äquatorebene befindet, steht die Erdachse dann senkrecht auf der Richtung zur Sonne, und darum verläuft die Linie, welche die beleuchtete und die Schattenseite der Erde trennt, genau über den Nord- und Südpol parallel zu den Längengraden. Dasselbe gilt für die Mittags- und Mitternachtlinien. Tag und Nacht haben überall die gleiche Länge von 12 Stunden. Darum heißen die beiden Punkte *Äquinoktien* oder *Tag- und Nachtgleiche* (Abb. A.4 und A.5). Nach Überschreiten des Äquators verlagert sich der Zenitpunkt der Sonne bis zum 22.

21. März und 23. September. Wie man sieht, verläuft die Grenze zwischen Tag- und Nachtseite parallel zu den Längengraden, die im Abstand von 15° gezeichnet sind. Da die Erde sich in einer Stunde um 15° weiterdreht, errechnet sich die Tagesdauer in Stunden aus der Anzahl der sonnenbeschienenen Längengrade dividiert durch 15. Das sind nach Abbildung A.6 zur Zeit der Äquinoktien auf der ganzen Erde 12 Stunden. Die Abbildung A.7 zeigt dasselbe für die Solstitien am 22. Juni und 22. Dezember.

Hier erhält man am 22. Juni folgende Besonnungsgebiete und Tageslängen:

	Längengrade	Tagesdauer (h)
nördlicher Polarkreis	360	24
50° N	240	16
nördlicher Wendekreis	160	13 $\frac{1}{2}$
Äquator	180	12
südlicher Wendekreis	160	10 $\frac{1}{2}$
südlicher Polarkreis	0	0

Die Dauer der Nacht beträgt 24 Stunden minus der obigen Tagesdauer. Am 22. Dezember kehren sich die Verhältnisse um. Die Besonnungsgebiete sind dann die Schattengebiete, und die obigen Tagesdauern werden dann nur Nachtdauern.

Wenn man die Länge der Jahreszeiten nachrechnet, erhält man unterschiedliche Zeitspannen, nämlich für die Nordhalbkugel:

Frühjahr	21. März	bis	21. Juni	93 Tage
Sommer	22. Juni	bis	22. Sept.	93 Tage
Herbst	23. Sept.	bis	21. Dez.	90 Tage
Winter	22. Dez.	bis	20. März	89 Tage

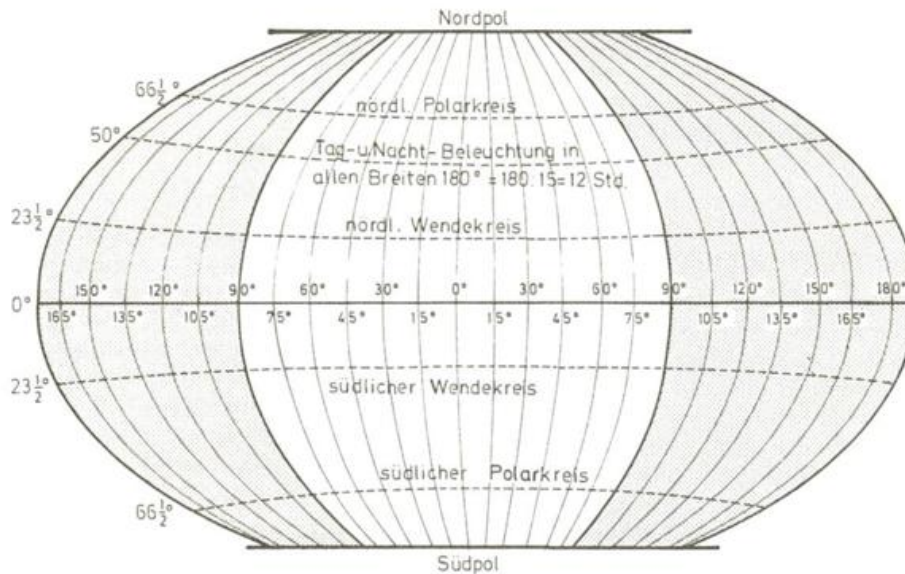


Abb. A.6
Tages- und Nachtdauer auf der Erde am 21.3. und 23.9.

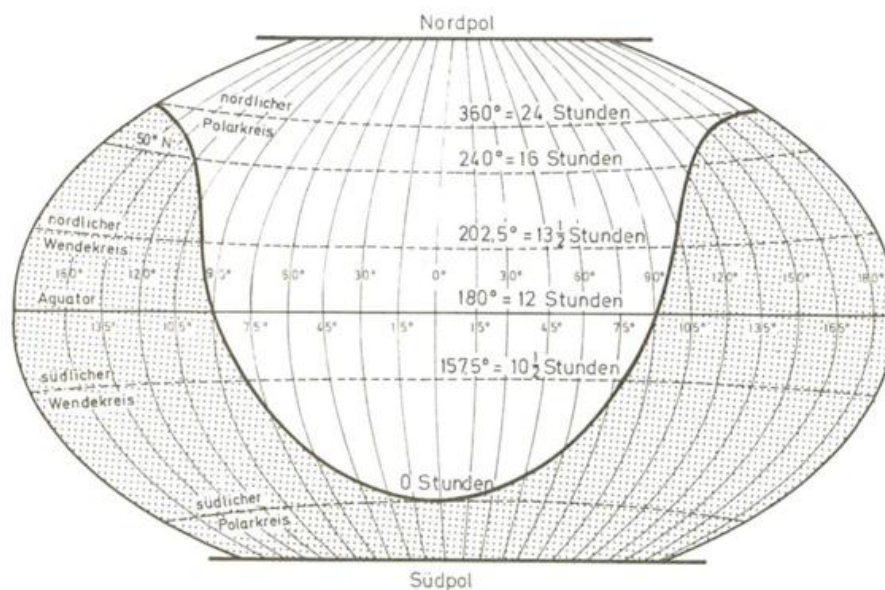


Abb. A.7
Tages- und Nachtdauer am 21.6. (Tag hell, Nacht gerastert) und am 22.12. (Nacht hell, Tag gerastert)

Für das Sommerhalbjahr der Nordhemisphäre und Winterhalbjahr der Südhemisphäre 21. März bis 22. September ergeben sich

186 Tage (genau 186 d 11 h),

für das Winterhalbjahr der Nordhemisphäre und Sommerhalbjahr der Südhemisphäre 23. September bis 20. März

179 Tage (genau 178 d 19 h).

Das Sommerhalbjahr der Nordhalbkugel ist also $7 \frac{2}{3}$ Tage länger als das der Südhalbkugel und das Winterhalbjahr entsprechend kürzer.

Die Erklärung für die verschiedene Länge der Jahreszeiten ergibt sich aus dem Flächensatz des zweiten Keplerschen Gesetzes (Abb. A.1). Danach werden von der Erde in Sonnennähe in gleichen Zeiten größere Bahnstücke zurückgelegt als in Sonnenferne. Ihre Bahngeschwindigkeit ist im Sommerhalbjahr kleiner als im Winterhalbjahr, und darum ist die Durchlaufzeit vom Frühlingspunkt bis zum Herbstpunkt auf der Nordhalbkugel länger als auf der Südhalbkugel.

Durch diese Begünstigung der Nordhalbkugel gegenüber der Südhalbkugel wird der Nachteil der größeren Sonnenferne des Nordsummers gegenüber dem Südsommer weit überkompensiert. Der Entfernungunterschied zwischen Perihel und

Aphel beträgt nur etwa 3%. Der Strahlungsgewinn der Erde wird aber weit stärker durch den Einstrahlungswinkel auf der Erdoberfläche bestimmt. Der Sommerüberschuß von $7 \frac{3}{4}$ Tagen bei hohem Sonnenstand führt darum dazu, daß die Nordhalbkugel mehr Strahlungsenergie empfängt als die Südhalbkugel.

A.1.5.5 Einfluß des Mondes auf die Erdbahn

Wenn man die Bewegung der Erde um die Sonne genauer betrachtet, erkennt man, daß ihre Bahn um die Sonne nur angenähert eine Ellipse ist. Vielmehr sind ihr regelmäßig sinusförmige Schwankungen von 27,3 Tagen überlagert (s. Abb. A.1). Diese Zusatzbewegung kommt durch den Mond zustande. Die Erde bewegt sich nämlich mit ihm zusammen um die Sonne und der gemeinsame Schwerpunkt von Erde und Mond liegt auf der elliptischen Bahn. Beide vollführen aber gleichzeitig eine Rotation um diesen gemeinsamen Schwerpunkt in 27,3 Tagen. Der gemeinsame Schwerpunkt liegt innerhalb der Erde etwa 5000 km von ihrem Mittelpunkt entfernt. Daraus resultiert bei der Bewegung um die Sonne eine Schlangenlinie mit einer Amplitude von 5000 km um die Bahnellipse in einem Rhythmus von 27,3 Tagen.

A.1.5.6 Präzessionsbewegung der Erdachse

Die Erde ist als Kreisel nicht ganz kräftefrei. Als Folge der Ekliptikschiefe versucht die Anziehungskraft der Sonne auf die äquatorialen Massenwülste der Erde, die Erdachse zu kippen. Diese weicht als Kreiselachse rechtwinklig zum Drehmoment aus und vollführt eine Präzessionsbewegung gegen den Rotationsinn der Erde. Die Erdachse beschreibt dabei einen doppelten Präzessionskegel durch den Erdmittelpunkt mit einem Winkel von 47° in 25 800 Jahren. Für die ägyptischen Priesterastronomen war vor 5000 Jahren der Stern *Alpha Draconis* Polarstern, heute ist es *Alpha Ursae Minoris* im Schwanz des kleinen Bären, und im Jahre 14000 wird der hellste Stern des Nordhimmels, die Wega, die Richtung des Nordpols anzeigen. Mit der Wanderung der Erdachse dreht sich auch die Äquatorebene, und mit ihr wandern der Frühlingspunkt und damit die Jahreszeiten, und zwar gegen die Datumsrichtung um 50 Winkelsekunden pro Jahr. Die Schiefe der Ekliptik bleibt dabei erhalten und darum auch die Jahreszeiten.

A.1.6 Erdrotation, Zeiten und Zeitgleichung, Tag und Nacht

A.1.6.1 Sterntag

Die Erde rotiert mit konstanter Winkelgeschwindigkeit um ihre Achse. In 86 164 s (23 Stunden, 56 Minuten und 4 Sekunden) hat sie sich gegenüber dem Fixsternhimmel einmal um ihre Achse gedreht, und es erscheinen die gleichen Fixsterne wieder in derselben Richtung. Die entsprechende Zeitspanne ist ein Sterntag. Da die Erde inzwischen auf ihrer Bahn um die Sonne um den Winkel α weitergezogen ist (Abb. A.8), sehen wir diese von der Erde aus erst etwa vier Minuten später, also nach Ablauf eines *Sonnentages* in der gleichen Augenrichtung wie am Vortage. Die Sonne bleibt also von der Erde aus gesehen täglich um etwa 4 Minuten hinter den Fixsternen zurück und erscheint darum jeden Monat vor einem anderen Sternbild des Tierkreises.

Die Division des vollen Umdrehungswinkels 2π durch die

Umdrehungszeit T von einem Sterntag ergibt die Winkelgeschwindigkeit der Erde

$$\Omega = \frac{2\pi}{T} = 7,292 \cdot 10^{-5} \text{ rad/s.}$$

A.1.6.2 Wahrer Sonnentag

Die Zeitspanne zwischen zwei Sonnenhöchstständen an einem Ort der Erde, also zwischen zwei Kulminationen der wahren Sonne, ist der *wahre Sonnentag*. Sie ist etwas länger als ein *Sterntag*. Die Erde muß sich zwischen zwei Sonnenhöchstständen um mehr als 360° drehen, nämlich um den Winkel, den sie auf ihrer Bahn um die Sonne an einem Tag weitergezogen ist. Weil dieser Winkel nach dem Flächensatz im Nordsummer kleiner ist als im Nordwinter, ist auch der wahre Sonnentag im Sommer kürzer als im Winter.

A.1.6.3 Mittlerer Sonnentag und Zeitgleichung

Um im Laufe eines Jahres gleiche Tageslängen zu erhalten, hat man den mittleren Sonnentag eingeführt mit einer Dauer von 86 400 s. Das ist die Zeitspanne zwischen zwei (unteren) Kulmi-

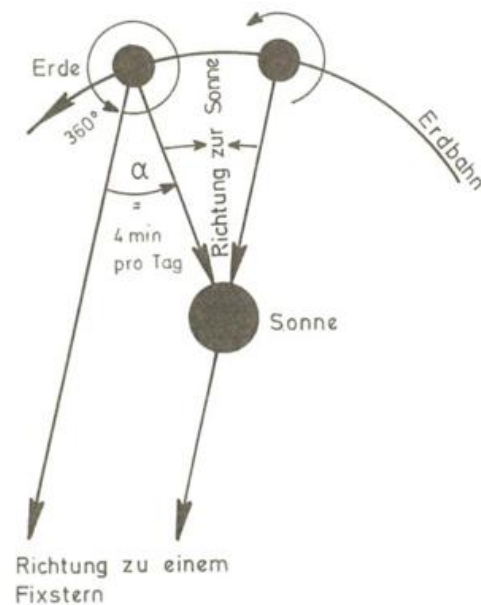


Abb. A.8
Sterntag und Sonnentag

nationen der mittleren Sonne. Maßgebend für den Zeitunterschied zwischen mittlerem und wahren Sonnentag ist nicht nur die veränderliche Bahngeschwindigkeit der Erde um die Sonne und damit, um wieviel die Sonne sich in der Ekliptik bewegt hat, sondern um wieviel sie auf den Himmelsäquator projiziert weitergezogen ist. Selbst bei einer Kreisbahn der Erde um die Sonne mit konstanter scheinbarer Geschwindigkeit der Sonne in der Ekliptik wären die täglich von der Sonne am Himmelsäquator zurückgelegten Strecken ungleich lang. Denn wenn die Sonne in der Nähe der Äquinoktien steht, verläuft ihre Bahn schräg zum Äquator und in der Nähe der Solstizien parallel. Im letzteren Fall erscheint die Projektion der Ortsveränderung auf der Ekliptik als voller Betrag, während sie im Bereich der schrägen Bahn kleiner wird. Für die definierte mittlere Sonne sind die Bahnstücke der scheinbaren Ortsveränderung der Sonne auf dem Himmelsäquator gleich lang gewählt worden. Dadurch ergibt sich ein Zeitunterschied zwischen dem wahren Sonnentag und dem mittleren Sonnen-

tag, beziehungsweise zwischen einer Sonnenuhr und einer normalen Uhr. Diese Zeitdifferenz nennt man Zeitgleichung. Ihr Jahresverlauf ist in Abbildung A.9 dargestellt.

A.1.6.4 Zonenzeiten

Für das bürgerliche Leben ist eine Zeitskala, bei der 12 Uhr mit dem Sonnenhöchststand bzw. mittleren Sonnenhöchststand zusammenfällt, nicht geeignet, weil dann für ein größeres Gebiet wie Deutschland unterschiedliche Zeiten herrschen würden. Man hat darum Zonenzeiten eingeführt, die für je 15 Längengradzonen gelten und die mittlere Ortszeit des betreffenden Bezugslängengrades angeben. Für Mitteleuropa ist der Bezugsmeridian der 15. Längengrad E. Es ist 12 Uhr Mitteleuropäische Zeit (MEZ), wenn in 15° E Sonnenhöchststand erreicht ist.

Aus praktischen Gründen laufen die Grenzen der Zeitzonen jedoch nicht entlang der Längengrade, sondern folgen den Ländergrenzen. In Europa ist gegenwärtig die gesetzliche Zeit von Polen bis Spanien gleich, obwohl dieser Bereich mehr als 30 Längengrade umfaßt, so daß die mittlere Sonnenzeit um über 2 Stunden differiert. Zur besseren Ausnutzung des Tages weicht die gesetzliche Zeit außerdem oft zusätzlich von der zuständigen Zonenzeit ab. Die mitteleuropäische Sommerzeit ist beispielsweise die mittlere Ortszeit von Leningrad und Istanbul und läuft der mittleren Ortszeit in Westdeutschland um ca. 1 1/2 Stunden, in Westspanien sogar um mehr als 2 1/2 Stunden voraus.

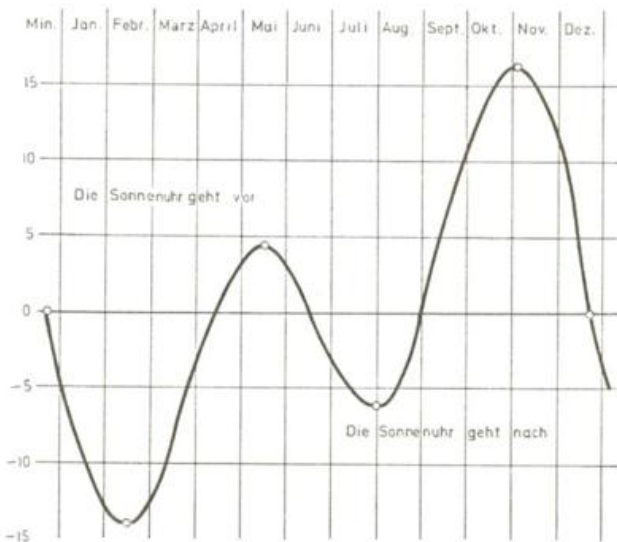


Abb. A.9
Jahresverlauf der Zeitgleichung

A.1.6.5 Universalzeit (UTC)

In vielen Fällen, z. B. in der internationalen Luftfahrt und im Wetterbeobachtungsdienst, benötigt man eine für die ganze Erde gültige Zeit, eine sogenannte *Weltzeit*. Dazu hat man sich international auf die Zeit des Nullmeridians von Greenwich geeinigt und ihr den offiziellen Namen *Universal Time Coordinated* (UTC) gegeben. Östlich vom Nullmeridian hat man dann $(UTC + \frac{\lambda}{15})$ Uhr mittlere Ortszeit und westlich $(UTC - \frac{\lambda}{15})$ Uhr, wobei λ den Längengrad des Ortes angibt.

A.1.6.6 Astronomische und bürgerliche Dauer von Tag und Nacht

Infolge der Rotation ist die eine Erdhälfte jeweils der Sonne zugekehrt und beleuchtet, die andere abgewendet und beschattet. Die erstere hat Tag, die zweite Nacht. Die astronomische Dauer von Tag und Nacht ist die Zeitspanne zwischen Sonnenaufgang und Sonnenuntergang bzw. zwischen Untergang und Aufgang. Sie ist infolge der Ekliptikschiefe, wie bereits gezeigt wurde, von der geographischen Breite abhängig.

Abweichend vom astronomischen Tag gibt es einen bürgerlichen Tag, der bei einem Sonnenstand von 6° unter dem Horizont beginnt und endet. Diese beiden Zeitpunkte stellen den Beginn und das Ende der *bürgerlichen Dämmerung* dar. Infolge der Streuung des Lichtes durch die Gasmoleküle der oberen Luftschichten erreicht dann schon oder noch soviel Sonnenlicht die Erdoberfläche, daß man bei klarem Himmel gerade eine Zeitung lesen kann.

Erst bei einem Sonnenstand von 18° unter dem Horizont gelangt kein gestreutes Licht zur Erdoberfläche. Bis zu diesem Zeitpunkt reicht die *astronomische Dämmerung*.

2. Anhang: Optische Erscheinungen in der Atmosphäre

A.2.1 Allgemeines

Eine optische Erscheinung der Atmosphäre ist der Eindruck, den ein Beobachter beim Betrachten des Himmels unter bestimmten Bedingungen wahrnimmt. Sie hängt also auch wesentlich von Ort und Blickrichtung sowie den Eigenschaften der Augen wie z. B. dem Adaptionszustand des Beobachters ab.

Physikalische Ursachen der optischen Erscheinungen sind *Streuung* und *Absorption* der – direkten oder indirekten – Sonnenstrahlung in der Atmosphäre. Für die Streuung an Wassertröpfchen und Eiskristallen reichen in vielen Fällen die Gesetze der geometrischen Optik, Spiegelung (Reflexion) und Brechung (Refraktion), aus, manche Erscheinungen lassen sich mit der einfachen Beugungstheorie der Wellenoptik erklären, für verfeinerte Betrachtungen ist die Mie-Theorie (s. z. B. Van de HULST 1957) heranzuziehen.

A.2.2 Halos

Das Wort Halo stammt aus dem Griechischen und bedeutet Ring. In der atmosphärischen Optik versteht man darunter einen Ring, der durch Brechung und/oder Spiegelung des Lichts an Eiskristallen hervorgerufen wird. Halos treten bei dünner und gleichmäßiger Cirrusbewölkung auf, ferner gelegentlich auf bereiftem Boden, im Eisnebel der Polargebiete sowie sehr selten im Schneefegen.

Eis kristallisiert hexagonal (s. Kap. 8.6.1). Die Grundform ist das regelmäßige, gerade, sechsseitige Prisma. Ist die Höhe des Prismas kleiner als sein Durchmesser, spricht man von Plättchen, im umgekehrten Fall von Säulen oder Nadeln. Fast alle Halos lassen sich durch Brechung und Spiegelung an diesen beiden Kristallformen erklären.

Schneekristalle besitzen eine weitaus kompliziertere Struktur, die sich aus einer Vielzahl von Einzelzellen mit den beiden Grundformen zusammensetzt. Da Halos nur dann deutlich zu erkennen sind, wenn zahlreiche gleichartige Kristalle in der Luft schweben, liefern Schneekristalle im allgemeinen keinen Halo.

Bei der Brechung an einer Grenzfläche ist das gebrochene Licht um so intensiver, je weniger Licht reflektiert, d.h. je kleiner der Einfallswinkel ist. Bei der Brechung im Sechskantprisma liegt der kleinste Einfallswinkel für symmetrischen Strahlengang vor, d.h. wenn der Eintrittswinkel gleich dem Austrittswinkel ist. Es läßt sich zeigen, daß in diesem Fall die Ablenkung des Lichtbündels aus seiner Einfallrichtung ihr Minimum besitzt.

Die minimale Ablenkung hängt nur vom Brechungsindex des Eises gegen Luft und dem brechenden Winkel der Prismenkanten ab. Für den Strahlengang im Prismenhauptschnitt besitzt das gerade Sechskantprisma die drei brechenden Winkel 60° , 90° und 120° . Mit dem Brechungsindex $\approx 1,31$ für Eis berechnet man als Winkel der minimalen Ablenkung 22° bzw. 46° ; für den brechenden Winkel 120° existiert keine reelle Lösung. Verläuft der Strahlengang schräg zum Prismenhauptschnitt, so läßt sich zeigen, daß der Winkel der minimalen Ablenkung größer ausfällt als beim Strahlengang im Hauptschnitt.

Zusammenfassend ist also festzustellen, daß das an sechsseitigen geraden Eisprismen gebrochene Licht die höchsten Intensitäten bei 22° und 46° Ablenkung von der Einfallrichtung hat. Bei regellos orientierten Eisprismen erscheinen um die Lichtquelle (Sonne, Mond), vom Beobachter aus gesehen, helle Kreise von 22° bzw. 46° Winkelradius.

Sind die Eisprismen dagegen in einer bestimmten Vorzugsrichtung orientiert, so bilden sich andere Haloformen, die je nach dem brechenden Winkel 60° oder 90° zur Familie der 22° - bzw. 46° -Halos gehören (Tab. A.3).

Tab. A.3: Die häufigsten Brechungs-Halos. Die eingeklammerten Zahlen beziehen sich auf Abbildung A.10

Orientierung der Kristall-Hauptachse	Brechender Winkel	
	60°	90°
Regellos	22° Ring (1)	46° Ring (2)
Senkrecht (Plättchen)	Nebensonnen (6)	Zirkumzenitalbogen (9)
Waagrecht (Säulen)	Oberer u. unterer Berührungsbogen zum 22° Ring (3)	Seitlicher Berührungsbogen zum 46° Ring
Pendelnd um senkrechte Gleichgewichtslage	Seitlicher Berührungsbogen zum 22° Ring (5)	Seitlicher unterer Berührungsbogen zum 46° Ring (4)

Außer den Brechungshalos gibt es einige Halos, die durch Spiegelung des Lichts an den Seiten- oder Grundflächen der Eisprismen entstehen. Die verschiedenen Formen hängen wieder von der Orientierung der Kristall-Hauptachse ab (Tab. A.4).

Tab. A.4: Die häufigsten Spiegelungs-Halos. Die eingeklammerten Zahlen beziehen sich auf Abb. A.10

Orientierung der Kristall-Hauptachse	Spiegelung an Prismen-	
	Seitenfläche	Grundfläche
Regellos	kein Halo sondern allgemeine Aufhellung des Himmels	
Senkrecht (Plättchen)	Horizontalkreis (7)	Untersonne
Waagrecht (Säulen)	Lichtsäule (8)	Horizontalkreis (7)
Pendelnd um senkrechte Gleichgewichtslage	Lichtsäule (8)	

Schließlich können weitere Halos durch mehrfache Spiegelung und Brechung an den Prismen oder an komplizierten Kristallformen auftreten. Als Beispiel sei die Gegen Sonne (10) genannt, die durch den Tripelspiegeleffekt entsteht. Eine schematische Zeichnung der mit eingeklammerten Zahlen bezeichneten Haloerscheinungen ist in Abbildung A.10 wiedergegeben. Einzelheiten über Theorie und Erscheinungsformen der Halos sind der unten angegebenen Literatur zu entnehmen. Zahlreiche neuere Einzelbeiträge stammen von LENGGENHAGER (1978; dort Hinweise auf weitere Arbeiten des Autors).

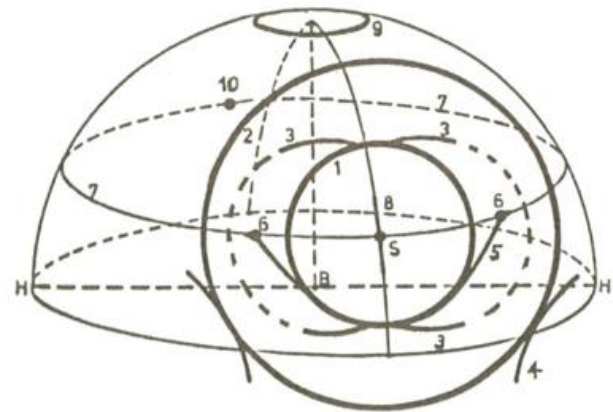
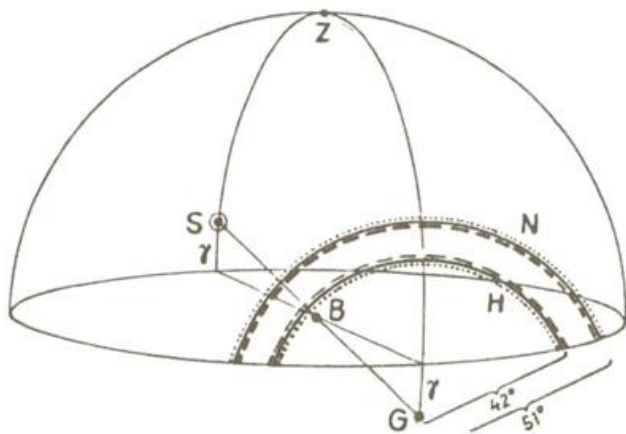
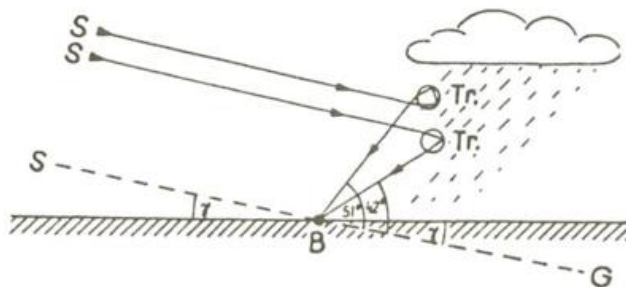


Abb. A.10
Lage der häufigsten Halos an der Himmelshalbkugel.
B: Beobachter, S: Sonne, H —H: Horizont (nach DIETZE (1957) S. 58)

A.2.3 Regenbogen

Der Regenbogen wird durch Brechung und Reflexion des Sonnenlichts in Regentropfen hervorgerufen. Am häufigsten wird er nach Durchzug einer Kaltfront oder nach einem Gewitter beobachtet, wenn die Aufheiterung eine ungestörte Beleuchtung des Schauers durch die Sonnenstrahlung ermöglicht. Die Erscheinung des „Regenbogens“ ist nicht auf den Regen beschränkt, sondern kann ebenso an anderen Tropfenansammlungen wie z.B. Spritzwasser von Brechern (Gischt), Wasserfällen oder Rasensprengern, ja auch an Tautropfen auf einer Wiese beobachtet werden, wenn sie von der Sonne oder auch mit künstlichem parallelen Licht beleuchtet werden.

Physikalisch kann die Erscheinung noch mehr verallgemeinert werden: Ein „Regenbogen“ entsteht, wenn eine Ansammlung gleicher dielektrischer kugelförmiger Teilchen (z.B. Wassertropfen), die in einem anderen dielektrischen Medium (z.B. Luft) suspendiert sind („schweben“), mit parallelem Licht bestrahlt wird.



S = Sonne
G = Gegenpunkt der S
B = Beobachter
Tr. = Tropfen
Z = Zenit
γ = Sonnenhöhe
H = Hauptregenbogen
N = Nebenregenbogen

	$\lambda/\mu\text{m}$	H	N
--- rot	0,7	42,4°	50,2°
— grün	0,5		
..... viol.	0,4	40,9°	53,6°
Dispersion rot-viol.		1,6°	3,4°

Abb. A.11

Zur Entstehung von Haupt- und Nebenregenbogen

Sind die Tropfen groß im Verhältnis zur Wellenlänge des einfallenden Lichts wie bei den Regentropfen, so können die wesentlichen Eigenschaften des Regenbogens mit Hilfe der geometrischen Optik erklärt werden (Regenbogentheorie von DESCARTES = CARTESIUS 1637). Zur Erklärung von Feinheiten der Erscheinung wie z.B. der sog. Sekundär- oder Interferenzbögen muß dagegen die Wellennatur des Lichts berücksichtigt werden (Regenbogentheorie von AIRY 1838).

Beim Regenbogen steht die Sonne (S) im Rücken des Beobachters (B), siehe Abbildung A.11 oberes Teilbild. Die Bögen erscheinen konzentrisch um den (gedachten) Gegenpunkt G der Sonne, siehe unteres Teilbild. Bei der Lichtbrechung in den

Tropfen wird das Sonnenlicht in die Spektralfarben zerlegt, so daß die Bögen im allgemeinen farbig erscheinen. Bei kleinen Tropfen, wie z. B. im Nebel, liegen die einzelnen farbigen Bögen so eng nebeneinander, daß sie sich zu weiß überlagern (sog. Nebelbogen). Weiß erscheint der Regenbogen auch, wenn die Beleuchtung der Tropfen sehr schwach ist wie z.B. durch Mondlicht, weil dann das Farberkennungsvermögen des menschlichen Auges nicht mehr anspricht.

Wie bei der Brechung im Eiskristall wird das meiste Licht bei minimaler Ablenkung im Tropfen transmittiert. Für einmalige innere Reflexion im Tropfen berechnet sich dieser Winkel zu rund 138°, für zweimalige Reflexion zu 231°. Zum Beobachter B gelangt das intensivste Licht von allen denjenigen Regentropfen, die auf einem Kreisbogen mit dem Radius $(180^\circ - 138^\circ) = 42^\circ$ bzw. $(180^\circ - 231^\circ) = -51^\circ$ um den Gegenpunkt G der Sonne liegen: Hauptregenbogen und Nebenregenbogen, s. Abbildung A.11.

Wegen der Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex sind die einzelnen farbigen Bögen verschieden groß. Beim Hauptregenbogen H liegt der rote Saum außen, beim Nebenregenbogen N innen. Die beiden Bögen kehren also einander die roten Streifen zu. Das Zwischengebiet ist verhältnismäßig dunkel, während die Gebiete innerhalb von H und außerhalb von N durch das nicht-minimal abgelenkte Licht aufgehellt sind. Nur in diesen aufgehellten Gebieten sind gelegentlich ein oder mehrere sekundäre oder Interferenzbögen zu sehen, die durch Überlagerung des minimal abgelenkten mit benachbarten Lichtbündeln entstehen. Ihre Farbfolge ist die gleiche wie beim zugehörigen Primärbögen H bzw. N.

A.2.4 Kränze und Glorien

Während Halos und die primären Regenbögen durch Spiegelung und Brechung an Eiskristallen bzw. Wassertropfen hervorgerufen werden, entstehen Kränze und Glorien durch Beugung an Wolken- oder Aerosolpartikeln.

Als Kranz oder Korona wird ein System konzentrischer farbiger Ringe mit Radien von einigen Winkelgrad bezeichnet, die um Sonne, Mond oder auch irdische Lichtquellen erscheinen. Das helle Gebiet innerhalb des Kranzes wird Hof oder Aureole genannt. Die Beugung erfolgt an den Partikeln von dünnen Wasser- oder Eiswolkenschichten oder Nebel, aber auch von Aerosolschichten (sog. Bishop-Ring). Durch Interferenz der Beugungsbilder entstehen die farbigen Ringe. Je kleiner die beugenden Partikeln sind, um so größer sind die Beugungsringe. Findet die Beugung am Wolkenrand statt, spricht man von irisierenden Wolken.

Als Glorie oder Heiligenschein bezeichnet man den Kranz, der um den Gegenpunkt der Lichtquelle (Sonne, Mond) angeordnet ist, d.h. um die Verlängerung der Richtung Lichtquelle – Beobachter. Hier steht also die Lichtquelle im Rücken des Beobachters und beleuchtet eine vor ihm liegende Wolken- oder Nebelschicht oder auch den betauten Boden. Im Zentrum der Beugungsringe befindet sich der Schatten des Kopfes des Beobachters („Heiligenschein“).

Zur analytischen Beschreibung der Glorien muß die Mie-Theorie über die Lichtstreuung an kleinen Teilchen herangezogen werden, in der Reflexion, Brechung und Beugung mit enthalten sind. Auf diese Weise hat BUCERIUS (1946) eine einheitliche Theorie für Regenbogen, Kränze und Glorien aufgestellt.

A.2.5 Literatur zur Optik

- 1 BUCERIUS, H. (1946): Theorie des Regenbogens und der Glorie. *Optik* 1 Nr. 1, 188–212
- 2 DIETZE, G. (1957): Einführung in die Optik der Atmosphäre. Akadem. Verlagsges. Geist u. Portig, Leipzig. Kap. 4: Die Halos, 57–85; Kap. 5: Die Regenbogen, 86–100; Kap. 6: Kränze, Glorien und verwandte Erscheinungen, 101–112.
- 3 GEDZELMANN, S.D. (1980): Visibility of halos and rainbows. *Appl. Optics* 19 no. 18, 3068–3074.
- 4 GEDZELMANN, S.D. (1982): Rainbow brightness. *Appl. Optics* 21 no. 16, 3032–3037.
- 5 GREENLER, R. (1980): *Rainbow, Halos and Glories*. Cambridge Univ. Press, 195 S.
- 6 LENGGENHAGER, K. (1978a): Zur Erklärung der unterschiedlichen Abstände großer Berührungsbögen und zirkumzenitaler Bögen vom großen Ring. *Z. Meteor.* 28 Nr. 5, 285–288.
- 7 LENGGENHAGER, K. (1978b): Eine ergänzende Erklärung für die Entstehung des weißen, parhelschen Ringes oder des durch die Sonne gehenden Horizontalringes. *Z. Meteor.* 28 Nr. 5, 289–291.
- 8 LINKE, F.; MÖLLER, F. (Hrsg.) (1942–1961): *Handbuch der Geophysik*, Bd. 8. Bornträger, Berlin. Darin R. Meyer: Kränze, Glorien und verwandte Erscheinungen, 898–942; F. Volz: Der Regenbogen, 943–1026; S.W. Visser: Die Halo-Erscheinungen, 1027–1077.
- 9 TRICKER, R.A.R. (1973): A simple theory of certain heliacal and anthelic halo arcs. The long hexagonal ice prisma kaleidoscope. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 99 no. 422, 649–656.
- 10 Van de HULST, H.C. (1957): *Light scattering by small particles*. Wiley, New York.

3. Anhang: Einheiten und abgeleitete Größen

Tab. A.5: Die sieben SI-Basiseinheiten

SI-Basiseinheit		SI-Basisgröße
Name	Einheitenzeichen	
Meter	m	Länge
Kilogramm	kg	Masse
Sekunde	s	Zeit
Ampere	A	elektrische Stromstärke
Kelvin	K	thermodynamische Temperatur
Mol	mol	Stoffmenge
Candela	cd	Lichtstärke

Meter

1 Meter ist das 1 650 763,73fache der Wellenlänge der von Atomen des Nuklids ^{86}Kr beim Übergang vom Zustand $5d_5$ zum Zustand $2p_{10}$ ausgesandten, sich im Vakuum ausbreitenden Strahlung.

Kilogramm

1 Kilogramm ist die Masse des Internationalen Kilogrammprototyps.

Sekunde

1 Sekunde ist das 9 192 631 770fache der Periodendauer der dem Übergang zwischen den beiden Hyperfeinstrukturniveaus des Grundzustandes von Atomen des Nuklids ^{133}Cs entsprechenden Strahlung.

Ampere

1 Ampere ist die Stärke eines zeitlich unveränderlichen elektrischen Stromes, der, durch zwei im Vakuum parallel im Abstand von 1 Meter voneinander angeordnete, geradlinige, unendlich lange Leiter von vernachlässigbar kleinem, kreisförmigem Querschnitt fließend, zwischen diesen Leitern je 1 Meter Leiterlänge die Kraft $2 \cdot 10^{-7}$ Newton hervorrufen würde.

Kelvin

1 Kelvin ist der 273,16te Teil der thermodynamischen Temperatur des Tripelpunktes des Wassers.

Mol

1 Mol ist die Stoffmenge eines Systems, das aus ebensoviel Einzelteilchen besteht, wie Atome in 12/1000 Kilogramm des Kohlenstoffnuklids ^{12}C enthalten sind. Bei Verwendung des Mol müssen die Einzelteilchen des Systems spezifiziert sein und können Atome, Moleküle, Ionen, Elektronen sowie andere Teilchen oder Gruppen solcher Teilchen genau angegebener Zusammensetzung sein.

Candela

1 Candela ist die Lichtstärke, mit der 1/600 000 Quadratmeter der Oberfläche eines schwarzen Strahlers bei der Temperatur des beim Druck 101 325 Newton durch Quadratmeter erstarrten Platins senkrecht zu seiner Oberfläche leuchtet.

Tab. A.6: Ergänzende SI-Einheiten

Größe	Name	SI-Einheit	
		Einheitenzeichen	durch die SI-Basiseinheit ausgedrückt
ebener Winkel	Radian	rad	$\text{m} \cdot \text{m}^{-1}$
räumlicher Winkel	Steradian	sr	$\text{m}^2 \cdot \text{m}^{-2}$

Tab. A.7: Einheiten, die gemeinsam mit dem SI benutzt werden und deren Beziehungen zu den SI-Einheiten experimentell ermittelt werden

Name	Einheitenzeichen	Definition
Elektronvolt	eV	Das Elektronvolt ist gleich der kinetischen Energie, die ein Elektron bei Durchlaufen einer Potentialdifferenz von 1 Volt im Vakuum gewinnt: $1 \text{ eV} = 1,602 189 2 \cdot 10^{-19} \text{ J}$
atomare Masseneinheit	u	Die atomare Masseneinheit ist gleich dem 12ten Teil der Masse eines Atoms des Nuklids ^{12}C : $1 \text{ u} = 1,660 565 5 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$

Tab. A.8: Einheiten, die gemeinsam mit dem SI benutzt werden

Name	Einheitenzeichen	Beziehung zu den SI-Einheiten
Minute	min	$1 \text{ min} = 60 \text{ s}$
Stunde	h	$1 \text{ h} = 60 \text{ min} = 3 600 \text{ s}$
Tag	d	$1 \text{ d} = 24 \text{ h} = 86 400 \text{ s}$
Grad	°	$1^\circ = (\pi/180) \text{ rad}$
Minute	'	$1' = (1/60)^\circ = (\pi/10 800) \text{ rad}$
Sekunde	''	$1'' = (1/60)' = (\pi/648 000) \text{ rad}$
Liter	l	$1 \text{ l} = 1 \text{ dm}^3 = 10^{-3} \text{ m}^3$
Tonne	t	$1 \text{ t} = 10^3 \text{ kg}$

Tab. A.9: Abgeleitete SI-Einheiten

Größenart	Definitionsgleichung	SI-Einheiten
Fläche	$A = l^2$	1 m^2
Volumen	$V = l^3$	1 m^3
Frequenz	$\nu = 1/t$	$1 \text{ s}^{-1} = 1 \text{ Hz}$ (Hertz)
Geschwindigkeit	$\vec{v} = s/t$	1 ms^{-1}
Beschleunigung	$\vec{a} = v/t$	1 ms^{-2}
Winkelgeschwindigkeit	$\vec{\omega} = v/r$	1 s^{-1}
Winkelbeschleunigung	$\vec{\alpha} = a/r$	1 s^{-2}
Kraft	$\vec{F} = m \cdot \vec{a}$	$1 \text{ kg ms}^{-2} = 1 \text{ N}$ (Newton)
Dichte	$\rho = m/V$	1 kg m^{-3}
Druck	$p = F/A$	$1 \text{ N m}^{-2} = 1 \text{ Pa}$ (Pascal)
Arbeit, Energie	$W = F \cdot s$	$1 \text{ N m} = 1 \text{ J}$ (Joule)
Leistung	$P = W/t$	$1 \text{ N ms}^{-1} = 1 \text{ Js}^{-1} = 1 \text{ W}$ (Watt)
Impuls	$\vec{p} = m \cdot \vec{v}$	1 kg ms^{-1}
Drehmoment	$\vec{M} = F \cdot l$	1 N m

Tab. A.10: Elektrische Einheiten

Größenart	Definitionsgleichung	Einheit
Ladung	$Q = I \cdot t$	$1 \text{ C (Coulomb)} = 1 \text{ As}$
Spannung	$U = W/Q$	$1 \text{ V (Volt)} = 1 \text{ J/C}$
Stromleistung	$P = U \cdot I$	$1 \text{ Watt (W)} = 1 \text{ J/s}$ $1 \text{ V} \cdot 1 \text{ A} = 1 \text{ W}$
Stromarbeit	$W = P \cdot t$	$1 \text{ Ws} = 1 \text{ J}$

Tab. A.11: Wichtige physikalische Konstanten

Gravitationskonstante	$f = 6,670$	$10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$
Molvolumen idealer Gase	$V_o = 2,2414$	$10^{-2} \text{ m}^3 \text{ mol}^{-1}$
Universelle Gaskonstante	$R = 8,3143$	$\text{J K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$
Avogadrosche Konstante	$N_A = 6,0225$	10^{23} mol^{-1}
Vakuumlichtgeschwindigkeit	$c = 2,99793$	10^8 ms^{-1}

Tab. A.12: SI-Vorsätze

Vorsatz	Vorsatzzeichen	Faktor
Exa	E	10^{18}
Peta	P	10^{15}
Tera	T	10^{12}
Giga	G	10^9
Mega	M	10^6
Kilo	k	10^3
Hekto	h	10^2
Deka	da	10^1
Dezi	d	10^{-1}
Zenti	c	10^{-2}
Milli	m	10^{-3}
Mikro	μ	10^{-6}
Nano	n	10^{-9}
Piko	p	10^{-12}
Femto	f	10^{-15}
Atto	a	10^{-18}

In der elektronischen Datenverarbeitung haben diese Vorsätze teilweise eine andere Bedeutung:

kB für 1024 Bytes = 2^{10} Bytes
 MB für $1,049 \cdot 10^6$ Bytes = 2^{20} Bytes
 GB für $1,074 \cdot 10^9$ Bytes = 2^{30} Bytes.

Quellenhinweis: Die Tabellen und Definitionen wurden in Anlehnung an die beiden nachstehend genannten Veröffentlichungen zusammengestellt.

GERMAN, S.; DRAHT, P.: Handbuch der SI-Einheiten. Braunschweig: Vieweg 1979.

DIN Taschenbuch 22. Berlin, Köln: Beuth-Verl. 1984.

Sachwortverzeichnis

- abgesetzte Nebeltröpfchen 109
 - Niederschläge 107
- Abkühlung der Atmosphäre durch langwellige Ausstrahlung 26
- Ablenkungswinkel 60
- absolute Feuchte 36
 - Höhe 44
- absoluter Drehimpuls im tropischen Wirbelsturm 152
 - Nullpunkt 30
- absolute Sättigungsfeuchte 37
- absolutes Maximum der Lufttemperatur 35
 - Minimum der Lufttemperatur 35
- absolute Topographie der Druckflächen 48
 - der 1000-hPa-Fläche 47
- absolute Vorticity 52
- Absorption 17, 18, 21, 161
- Absorptionsbanden
 - des CO₂ 24
 - des Ozons 24
 - des Wasserdampfes 24
- Absorptionsgrad 16
 - verschiedener Bodenarten 24
- Abwindschlot 111
- Achsenneigung
 - eines Druckgebildes 65
 - einer Zyklone 137
- Adiabatengleichung 73
- adiabatisch 72
- Advektionsnebel 102
- Advektionsreif 108
- Advektionstau 108
- Aerosol 7
- Aerosolkerne 7
 - , Größenordnung und Einteilung 8
 - , Bildungsprozesse 8
- Aerosolstreuung 21
- ageostrophische Windkomponenten 61
- Aggregatzustand des Wassers 84, 85
 - , fester 85
 - , flüssiger 85
 - , gasförmiger 85
- Aitkenkerne 8
- Albedo
 - der Erdoberfläche 23
 - verschiedener Bodenarten 23
- allgemeine Zirkulation 116
- Altersstadium einer Gewitterzelle 111
- anabatische Winde 68
- antitripterischer Wind 56
- Antizyklogenese 139
 - , Modell für 143
- antizyklonale Krümmung 49
- Antizyklonen 139
- äquatoriale Tiefdruckrinne 116
- Äquatorumfang 155
- Äquinoktien 158
- astronomische Dämmerung 161
 - Dauer von Tag und Nacht 161
- Asymmetrie des Temperaturfeldes in Zyklonen 138
- atmosphärische Gegenstrahlung 25
 - Strahlungsbilanz 26
- Aufbau-Analyse 48
- Aufbau eines tropischen Wirbelsturms 151
- Aufbaustadium einer Gewitterzelle 110
- aufgewirbelte Niederschläge 107
- Aufgleitwolken 92
- Aufheizungsenergie 81
- Aufheizungshöhe 81
- Aufheizungstemperatur 81
- Auflösungsstadium einer Gewitterzelle 111
- Aufwindschlot 111
- Auge des Wirbelsturms 151
- Aureole 163
- Ausbreitung von Luftverschmutzungen 9
- Ausfällen von Aerosolkernen 8
- Auslöseadiabate 82
- Auslöseenergie 82
- Auslösetemperatur 82
- Baguio 150
- Balancezustand des Druckfeldes 51

Baroklinität 66
 barometrische Höhenformel 43
 – Höhenstufe 43
 Barotropie 66
 bedingte Labilität/Stabilität 78
 Beleuchtungsverhältnisse der Erde 158
 Bergwinde 69
 Berliner Phänomen 11
 Berührungsbogen, oberer, seitlicher, unterer 162
 Bestrahlung 15
 Bestrahlungsstärke 15
 Beugung (von Strahlung) 161
 Bewegungsgleichung 55
 Bewölkungseinfluß auf die Sonnenstrahlung 22
 Bildungsprozesse der Aerosolkern 8
 biologische Vorgänge bei der Bildung von Aerosolkernen 8
 Bishop-Ring 163
 blauer Anteil des Sonnenlichts 18
 Blauthermik 81
 Blitz 113
 Blitzstromstärke 113
 Bodendruckfeld, Darstellung des 45
 Bodenreibung, Bedeutung für Bodenfronten 131
 Böigkeit 71
 Bora 71
 Bouguer-Lambert-Gesetz 17, 18
 Brandwolken 93
 Bräunung der Haut 19
 Brechung (von Strahlung) 161
 Brechungs-Halos (Tabelle) 162
 Brechungsindex des Eises 162
 bürgerliche Dämmerung 161
 bürgerlicher Tag 161
 bürgerliches Jahr 158

 CAT 71, 72
 Celsius 30
 Chapman-Theorie 5

 Chinook 71
 Clear Air Turbulence 71, 72
 Cloudcluster/Wolkencluster 29, 110, 122, 149
 Coriolisbeschleunigung 54
 Corioliskraft 53
 Coriolisparameter 53, 58
 Cumuluskondensationsniveau 81
 Cumuluskonvektion 81
 Cumulus-Merkmal 97
 Cumulusobergrenze, Bestimmung der 82
 Cumulusthermik 81

 Dämmerung 22
 Dampfdruck 36
 Deformation 51
 Deformationsfeld 51
 Delta 63
 Deposition 87
 diabatisch 72
 Dichte des Eises 87
 – des Wassers 87
 – feuchter Luft 38
 Diffuenzzone 51
 diffuse Sonnenstrahlung 22
 – Transmission 22
 direkte Sonnenstrahlung 22
 Dispersion, Bildung von Aerosolkernen durch 8
 divergenter Konvektionstyp 91
 Divergenz 51
 Divergenz-Konvergenz-Verteilung in den Wellen der Höhenströmung 143
 Donner 114
 Donnerrollen 114
 Downdraft 111
 Druckänderungen 46
 –, Mechanismus der 141
 Druckfallgebiet 46
 Druckgradientbeschleunigung 42
 Druckgradientkraft 41, 42
 Druckkraft 41
 Drucksteiggebiet 46

D-Schicht 12
 Dunst-Streukoeffizient 18
 Dunststreuung 18
 Durchbruchfeldstärke 113
 Dynamik der Druckgebilde 141
 dynamischer Druck 41

 Easterly wave 149
 Eis 85
 Eiskörner 106
 Eiskristalle 94, 95, 161
 Eisnadeln 106
 Eisnebel 98
 Eisverdunstung 87
 Eiswolken 97
 Eiswolkenbereich 95
 Ekliptik 157
 Ekman-Schicht 11
 Ekman-Spirale 61
 elektrische Ladungsverteilung im Cb 112
 – Leitfähigkeit der Luft 112
 elektrischer Aufbau der Atmosphäre 12
 – Vertikalstrom 112
 elektrisches Feld der Erde, Schönwetterfeld 112
 Elektrisierungsprozesse im Cb 112, 113
 elektromagnetisches Strahlungsspektrum 14
 El-Niño-Phänomen 154
 Emagramm 76
 Emission 16
 Emissionsgrad 16
 – verschiedener Bodenarten 24
 Energieaustausch zwischen Erdoberfläche und Atmosphäre 27
 –, nicht strahlungsbedingter 28
 Energetik der allgemeinen Zirkulation 124
 Entladungskanal 113
 Entladungsprozesse 113
 Entrainment 82, 84, 94
 Entropie 73
 Erdbahn 157
 –, Mondeinfluß auf 160
 Erdbahndaten 157
 Erdblitze 113
 Erdmasse 155
 Erdoberfläche, Größe der 155
 Erdradius 155
 Erdrotation 160
 –, Vektor der 54
 Erythembildung 19
 E-Schicht 12
 Eulerscher Wind 56
 EUV-Strahlung 19
 Evaporation 86
 Exosphäre 12
 Extinktion 17, 21
 extraterrestrische Bestrahlungsstärke 19
 – Sonnenstrahlung 19
 Extremwerte der Temperatur 35

 fallende Niederschläge 103
 Fallstreifen 96
 Faraday-Sohnke-Effekt 113
 Fenster, optisches 16
 Fensterbereiche der Atmosphäre 16, 24
 Feuchtadiabate, feuchtadiabatisch 74
 feuchtadiabatischer Temperaturgradient 74
 feuchtindifferente Schichtung 78
 Feuchtisentrope, feuchtisentroper Prozeß 75
 feuchtlabile Schichtung 78
 feuchtpotentielle Temperatur 74
 feuchtstabile Schichtung 78
 Fixpunkte der Thermometerskala 30
 Fluchtgeschwindigkeit 156
 Föhn 70
 Föhnmauer 71
 Frequenzen der Strahlung 14
 Frontalzone 118
 –, Definition 127
 Fronten 127
 –, Definition 127
 –, Erscheinungsform 131
 –, Wetterwirksamkeit 131

- Frontgewitter 109
 Frontnebel 103
 Frontogenese 127, 128
 Frontolyse 127
 Frostgraupeln 107
 Frostgraupelschauer 107
 Frostvergraupelung 105
 Frühlingspunkt 158
 F-Schicht 12
- Gammastrahlung 14
 ganztägige Welle des Luftdrucks 46
 Gasabsorption 21
 Gaskonstante für trockene Luft 37
 – für Wasserdampf 36
 gealtertes Tief 136
 gefrieren 85
 Gefrierkerne 89
 Gegen Sonne 162
 gemäßigte Luft 118, 125
 geographische Breite, Einfluß auf Temperatur 33
 Geopotential 44
 Geopotentialflächen 44
 geopotentielles Meter 44
 geostrophischer Wind 57
 geostrophisches Gleichgewicht 57
 – Windlineal 57
 Gesamtstrahlungstemperatur 17
 gesättigter Wasserdampf 36
 Geschwindigkeitsdivergenz 51
 Gewichtskraft der Erde 156
 – der Luft 43
 Gewitter 109
 –, Einteilung 109
 –, Entstehung 109
 Gewitterelektrizität 112
 Gewitterzelle, Entwicklungsstadien einer 110
 Gischt 107
 Glatteis 106, 109
 Gleichgewichtsbedingungen an einer Frontfläche 128
 Gleichgewichtszustände in der Atmosphäre 77
 – in der Mechanik 77
 – in trockener Luft 77
 Gletscherwind 69
 globale Verteilung der Temperatur 33
 – der Luftfeuchte 39
 – der mittleren jährlichen planetaren Strahlungsgrößen 28
 – der solaren Strahlungsgrößen 22, 23
 Globalstrahlung 22
 Glorien 163
 Gradientwind 58
 Gravitationskraft der Erde 156
 Grenze der Erdatmosphäre 13
 Grenzwert des antizyklonalen Gradientwindes 60
 große Kerne 8
 Größenverhältnisse der Erde 155
 Großtrombe 114
 Guldberg-Mohnscher Reibungsansatz 55
 gusts 111
- Hadley-Zirkulation 29, 122, 123
 Hagel 107
 Hagelschauer 107
 halbtägige Welle des Luftdrucks 46
 Halo 161
 Hangwinde 68, 69
 Hauptluftmassen 118
 Hauptregenbogen 163
 Hauptsatz der Wärmelehre, erster 73
 Hautrötung 19
 Hausbrand, Luftverschmutzung durch 9
 Hebungskondensationsniveau 78
 –, Änderung durch Thermik 81
 Heiligenschein 163
 Heizschichten in der Atmosphäre 9
 Hektopascal 41
 Hennigsche Formel 90
 Herbstpunkt 157
 Heterosphäre 5

Himmelsstrahlung 22
 Hitzetief 68
 Hoch, Hochdruckgebiet 45
 Hochdruckbrücke 46
 Hochdruckkeil 46
 Hochdruckrücken 46
 Hof 163
 Höhenströmung, Entwicklung während der Zyklogese 136
 Homosphäre 5
 Horizontaldiverenz 51
 horizontale Druckgradientbeschleunigung 42
 – Druckgradientkraft 42, 53
 Horizontalkreis 162
 Hurrikan 150
 Hurrikan-Schäden 153
 Hurrikan-Warnungen 153
 Hydrometeore 84
 hydrostatischer Druck 41
 hydrostatisches Gleichgewicht 43
 Hypsometer 85

 Index-Zyklus 123
 indifferente Schichtung 78
 indifferentes Gleichgewicht 77
 indischer Sommermonsun 146
 Industrieemissionen, Luftverschmutzung durch 9
 Inertialwind 61
 Initialphase der Zyklogese 132, 133
 innere Energie 72
 innertropische Konvergenzzone 122
 Interferenz(regen)bogen 163
 Internationaler Wolkenatlas 98, 181
 Intertropical Convergence Zone 122
 Ionenkonzentration 12
 Ionosphäre 12
 irisierende Wolken 163
 irreversibler Kondensationsprozeß 75
 IR-Strahlung 19

 Isallobaren 46
 isallobarischer Wind 62
 Isobaren 45
 Isogonen 49
 Isohypsen 46
 Isohypsenabstand bei geostrophischem Wind 57, 58

 Isotachen 49
 Isovaporen 39
 ITCZ 122

 Jahr 157, 158
 Jahresgang der Luftfeuchte 39
 – der Lufttemperatur 32
 – der relativen Feuchte 39
 – der Strahlungsbilanz der Erdoberfläche 27, 28
 – des Dampfdrucks 39
 Jahresschwankung der Lufttemperatur 33
 Jahreszeiten 158
 jährliche Niederschlagssummen 114
 Jetstream/Strahlstrom 118
 Jugendstadium einer Gewitterzelle 110

 kalte Antizyklonen/Hochdruckgebiete 65, 66, 68, 140, 141
 Kältepol 33, 35
 kalte Tiefdruckgebiete 65
 Kaltfront 131
 Kaltfrontgewitter 110
 Kaltluftadvektion 64
 katabatische Winde 69
 Kelvin 30
 Keplersche Gesetze 155
 Kirchhoffsches Gesetz 16
 Klareis 109
 Koaleszenz 103
 Koaleszenzwachstum in Wasserwolken mit Aufwind 104
 – ohne Aufwind 104
 Kohlendioxid 6, 7
 Kohlenmonoxid 9
 Kondensation 86

Kondensationsadiabate, kondensationsadiabatisch 74
 Kondensationshöhe 90
 Kondensationskerne 89
 Kondensationsstreifen 92
 Kondensationsstreifen-Vorhersage 77
 Kondensationswachstum 103
 Konfluenzzone 51, 63
 Konvektion 80
 Konvektionskondensationsniveau 81
 –, Bestimmung 82
 –, Änderung durch weitere Erwärmung 84
 Konvektionstypen 91
 Konvektionsströme 29
 Konvektionswolken 91
 konvektive Turbulenz 71
 konvergenter Konvektionstyp 91
 Konvergenz 51
 Korona 163
 Kränze 163
 Kreislauf des Wassers 84
 Kristallisation von Wassertropfchen 89
 Krümmung von Stromlinien und Trajektorien 49
 Krümmungsradius 49
 Kugelblitz 113
 künstliche Wolkenbildungsprozesse 92, 93
 kurze Wellen 136

labile Schichtung 78
 labiles Gleichgewicht 77
 Labilitätsenergie 79
 Ladungsverteilung (elektrische) im Cb 112, 113
 Lageenergie 44
 Lambertsches Cosinusgesetz 17
 laminare Strömung 71
 – Unterschicht 11
 Land und Meer, Einfluß auf Temperatur 35
 Land- und Seewind 68

Länge der Jahreszeiten 158, 159
 lange Wellen 121
 latente Labilität 79
 latenter Wärmetransport 30
 Lebensdauer tropischer Wirbelstürme 153
 Lebenszyklus der Idealzyklone 132
 Leetrog 70
 Leewellenturbulenz 72
 Leitfähigkeit (elektrische) der Luft 112
 Lenard-Effekt 112
 leuchtende Nachtwolken 11, 93
 Level of free convection 79
 Lichtsäule 162
 Liniengewitter 110
 Linien gleichen Sättigungsmischungsverhältnisses 75
 logarithmische Druckabnahme mit der Höhe 44
 lokale Winde 68
 Luftbewegungen 49
 Luftdruck 41
 Luftdruckverteilung, mittlere 116
 Luftdruckwellen
 –, ganztägige 46
 –, halbtägige 46
 Luftentladungen 113
 Luftfeuchte 36
 Luftmassen 125
 – Europas 126
 Luftmassengewitter 109
 Luftmassenklassifikation 125
 Luftmassentransformation 125, 127
 Luftströmungen, Einfluß auf Temperatur 35
 Lufttemperatur 30
 –, bestimmende Faktoren 31
 –, Definition und Einheiten 30
 Luftverunreinigungen 8, 9
 –, natürliche 9
 –, künstliche 9
 Luvkeil 70

Magnetfeld der Erde 12
 Magnetopause 13

Magnetosphäre 13
 Magnus-Diagramm 76
 Magnus-Formel 36
 Margules-Formel 129
 maximaler Dampfdruck 36
 mechanische Turbulenz 71
 Mechanismus der Druckänderung 141
 Mechanismus der Wirbelentstehung 142
 meridionale Wärmetransporte 29, 30
 Mesopause 11
 Mesopausentemperatur 11
 Mesosphäre 11
 Meßgrößen des Wasserdampfes 36
 Meteore 84
 Mie-Streuung (Mie-Theorie) 18, 161, 163
 Mischkerne 89
 Mischungskondensationsniveau 90, 91
 Mischungsnebel 103
 Mischungsverhältnis 37
 Mischwolken 97
 Mischwolkenbereich 95
 mitteleuropäische Sommerzeit 161
 – Zeit 161
 mittlere Jahresschwankung der Lufttemperatur 33
 – Luftdruckverteilung 116
 – Windverteilung 116
 mittlerer Sonnentag 160
 Moazagotl-Wolken 92
 Modell für Zyklogenese und Antizyklogenese 143
 Molekulargewicht der Luft 5
 Moleküstreuung 21
 Monatsmittelisothermen, langjährige 33
 Mondeinfluß auf Erdbahn 160
 Monsun 116, 147
 Monsun-Typ des Jahresgangs der Lufttemperatur 32
 Monsun-Zyklonen 147
 Nachtdauer 158, 161
 Nebensonne 162
 Nebel 98 ff
 –, Eigenschaften des 98, 101
 Nebelarten 101
 Nebelauflösung 101
 Nebelbildung 101
 Nebelbogen 163
 Nebelklassifikation (Tabelle) 100
 Nebeltröpfchen 98
 Nebenregenbogen 163
 Neigung der Druckflächen 43
 Newtonsches Gravitationsgesetz 155 f
 Niederschlag aus Mischwolken 106
 – mit starkem Aufwind 106
 – ohne wesentliche Vertikalbewegung 106
 Niederschläge 103
 –, abgesetzte 107
 –, aufgewirbelte 107
 –, fallende 103
 Niederschlagsabsorption 21
 Niederschlagsarten 105–107
 Niederschlagsbildung 103
 – in Mischwolken 105
 – in reinen Wasserwolken 103
 Niederschlagsnebel 103
 Niederschlagssummen, jährliche 115
 Niveau freier Konvektion 78
 Nordföhn 70
 Nordlicht 114
 normale Beschleunigung 56
 normaler Konvektionstyp 91
 Normalatmosphäre 48
 Nutzung der Sonnenenergie 22, 23
 Okklusion 135
 Okklusionsfront 135
 optische Erscheinungen der Atmosphäre 161
 optische Strahlung 14
 orographische Gewitter 109
 orographischer Nebel 102
 Ozon 5

Ozonabsorption 21
 Ozonbildung 5, 6
 Ozonosphäre 6
 Ozonschicht 6
 –, Schutzwirkung der 6
 Ozonverteilung 6

 Parcel-Methode 77
 Partialdruck 36
 Pascal 41
 Passat 116
 Perlmutterwolken 93
 Phasenübergänge 85
 photochemische Prozesse bei der
 Bildung von Aerosolkernen 8
 Photosphäre 19
 Pigmentierung der Haut 19
 Planck-Funktion 16
 Plancksches Gesetz 16
 planetare Bilanz der solaren
 Strahlung 23
 planetarische Grenzschicht 10
 Poissonsche Gleichung 73
 polare Hochdruckzone 116
 polarer Typ des Jahresgangs der
 Lufttemperatur 33
 Polarfront 118
 –, Struktur der 130
 Polarfront-Jetstream/Strahl-
 strom 118, 131
 – und Lage des Bodentiefs 138
 Polarfronttheorie 132
 Polarkreis 158
 Polarlicht 114
 Polarluft 118, 125
 Polarstern 160
 Polumfang der Erde 155
 Potentialgradient 53
 potentielle Energie 44
 – Labilität 79
 – Temperatur 73
 Prandtl-Schicht 11
 Präzessionsbewegung der
 Erde 158, 160
 Pseudoadiabate, pseudoadia-
 batisch 75

 pseudopotentielle Temperatur 75

 Quelle im Strömungsfeld 51

 radioaktive Verseuchung der
 Luft 9
 Radiowellen 14
 Randtief 46
 Raufrost 108
 Rauheis 108
 Raufreiferscheinungen 108
 Rayleigh-Streufunktion 18
 Rayleigh-Streuung 18, 21
 Rayleigh-Streukoeffizient 18
 Reduktion der Temperaturmittel-
 werte auf Meeresniveau 33
 – des Luftdrucks auf NN 44
 Reduktionsfehler bei Luftdruckre-
 duktion 45
 Reflexion (von Strahlung) 16, 161
 Reflexionsgrad 16
 – verschiedener Bodenarten 24
 Refraktion (von Strahlung) 161
 Regen 106
 Regenbogen 162, 163
 Regenbogenfarben 19
 Regenbogentheorien 163
 Regenschauer 105, 107
 Regentropfen 104
 –, Fallgeschwindigkeit von 104
 –, Platzgröße von 105
 Reibungselektrizität 113
 Reibungsfaktor 55
 Reibungskraft 55
 Reibungsschicht 10, 11
 Reibungswind 60
 Reiferscheinungen 108
 Reifestadium einer Gewit-
 terzelle 110
 – einer Zyklonenentwicklung 135
 Reifgraupeln 107
 Reifgraupelschauer 107
 Reifpunkt 38
 Reifvergraupelung 105

- relative Feuchte 37, 38
 - Höhe 44
 - Topographie der Druckflächen 47
 - Vorticity 52
 - , Entstehung zyklonaler oder antizyklonaler 142
- Relativstromlinie 144
- Relativtrajektorie 144
- reversible Kondensationsadiabate 74
- reversibler kondensationsadiabatischer Prozeß 74
- Reynoldszahl 71
- Richtungsdivergenz 51
- Riesensterne 8
- Röntgen-Strahlung 14
- Rossby-Formel 121
- Rotation 52
- Sankt-Elms-Feuer (St.-Elms-Feuer) 114
- Sattelpunkt 46
- Sättigungsdampfdruck 36, 87, 88
- Sättigungsmischungsverhältnis 37
 - , Linien gleichen 75
- Sättigungstemperatur 38
- Sauerstoff 5
- saurer Regen 9
- Schaltjahr 158
- Schalttag 158
- Scherungsturbulenz 71, 72
- Schichtdicke 47
- Schiefe der Ekliptik 157
- Schmelzen von Eis 85, 86
- Schmelzpunktemperatur 85
- Schnee 106
- Schneefegen 107
- Schneeflockenbildung 105
- Schneegriesel 106
- Schneekristalle 162
- Schneeregen 106
- Schneeregenschauer 107
- Schneeschauber 107
- Schneetreiben 107
- Schrumpfungsschneise 51
- Schutzwirkung der Ozonschicht 6
- Schwächung der Sonnenstrahlung in der Atmosphäre 21
- Schwarzkörperstrahlung 16
- Schwefeldioxid 9
- Schwerebeschleunigung 156
- Seerauch 102, 103
- Seewind 68
- Sekundär(regen)bogen 163
- Senke im Strömungsfeld 51
- sichtbares Licht 19
- siderisches Jahr 157, 158
- Siedepunkttemperatur 85
- (Skew T, log p)-Diagramm 76
- solare Strahlung 18 ff
 - , planetare Bilanz der 23
- Solarkonstante 19
- Solenoiden 66
- Solstitien 158
- Sommermonsun 116
- Sommerzeit 161
- Sonderformen der Wolken 99
- Sonnenbrand 19
- Sonnenenergie 23
- Sonnenlicht, blauer Anteil des 18
- Sonnenstrahlung 18 ff
 - Schwächung in der Atmosphäre 21
- Sonnentag 160
- Sonnenwind 13
- Southern Oscillation 154
- spektrale Dichte 16
- spektraler Absorptionsgrad 16
 - Absorptionskoeffizient 17, 18
 - Absorptionsquerschnitt 18
 - Emissionsgrad 16
 - Extinktionskoeffizient 21
 - Strahlungsfluß 16
- spektrale Strahldichte 16
 - Strahlstärke 16
 - Strahlungstemperatur 15
- spezifische Ausstrahlung 15
 - Entropie 73
 - Feuchte 37
 - Gefrierwärme 85
 - Kondensationswärme 86
 - Sättigungsfeuchte 37
 - Schmelzwärme 86

- Sublimationswärme 87
- Verdampfungswärme 86
- Wärmekapazität des Eises 85
- Wärmekapazität des Wassers 86
- sphärische Tropfenform 87
- Spiegelung (von Strahlung) 161
- Spiegelungs-Halos (Tabelle) 162
- Sprühregen 104
- Squall line 110
- stabile Schichtung 78
- stabiles Gleichgewicht 77
- Stabilitätsenergie 79
- Stau 70
- Staubewölkung 92
- Standardatmosphäre 48
- statische Grundgleichung 43
- statischer Druck 41
- Stefan-Boltzmann-Konstante 17
- Stefan-Boltzmannsches Gesetz 17
- Sternstrahlung 19
- Sterntag 160
- Steuerung kurzer Wellen 136
- Stickoxide 9
- Stickstoff 5
- Strahldichte 15
- Strahlstärke 15
- Strahlstrom/Jetstream 118
- Strahlung 14
 - der Atmosphäre 25
 - der Erdoberfläche 23
- Strahlungsbereiche 14
- Strahlungsbilanz der Erdoberfläche 26, 27
- Strahlungsenergie 15
- Strahlungsfluß 15
- Strahlungsgewinn der Atmosphäre 26
 - der Erdoberfläche 27
- Strahlungsgleichgewicht 27
- Strahlungsgrößen 15
- Strahlungsklima der Erde 20
- Strahlungsleistung 15
- Strahlungsnebel 101
- Strahlungsquelle 15
- Strahlungsreif 108
- Strahlungsschutz an Thermometern 30
- Strahlungsspektrum 14
- Strahlungstau 107
- Strahlungstemperatur, spektrale 17
- Strahlungsübertragungsgleichung 17
- Strahlungsverlust der Atmosphäre 26
 - der Erdoberfläche 26
- Straßenverkehr, Luftverschmutzung durch 9
- Stratocumulus-Merkmal 98
- Stratopause 11
- Stratosphäre 11
- Stratosphärenenerwärmungen 11
- Stratosphärentemperaturen 11
- stratosphärischer Strahlstrom 121
- Stratus-Merkmal 97
- Streckungsachse 51
- Streuung (von Strahlung) 18, 161
- Stromlinien 49
- Strömungsverteilung in Troposphäre und Stratosphäre 118
- Stüve-Diagramm 75
- subgeostrophischer Wind 59
- Sublimation 87
 - sublimationsadiabatisch 74
 - Sublimationskerne 89
 - Sublimationswachstum 105
 - subpolare Tiefdruckzone 116
 - Subtropen-Strahlstrom 118
 - Subtropikfront 118
 - subtropischer Hochdruckgürtel 116
 - Südföhn 70
 - Südwestmonsun 146
 - supergeostrophischer Wind 59
 - synoptische Phänomene 125
- Tagesdauer 158
- Tagesgang der Luftfeuchte 38
 - der Lufttemperatur 31, 32
 - der relativen Feuchte 38, 39
 - der Strahlungsbilanz der Erdoberfläche 27

- des Dampfdrucks 38, 39
- des Luftdrucks 46
- Tagesschwankung der Luftfeuchte 38
 - der Lufttemperatur 31, 32
 - des Luftdrucks 46
- Tag- und Nachtgleiche 158
- Talwind 69
- tangentiale Beschleunigung 56
- Tauerscheinungen 107
- Taupunkt 38
- Temperatur: s. Lufttemperatur 30
- Temperaturadvektion, Rolle bei Zyklogenese 144, 145
- Temperaturmaximum 31
- Temperaturminimum 31
- Temperaturstrahlung 16
- Tendenzen 46
- Thermik 80, 81
- thermisch ausgelöste Zirkulationsbewegungen 66
 - direkte Zirkulation 67
- thermische Konvektion 29
- thermischer Äquator 35
 - Aufbau der Atmosphäre 9, 10
 - Wind 64
- thermische Turbulenz 71, 80
 - Windgleichung 64
- thermodynamische Auswertung aerologischer Vertikalsondierungen 72
 - Diagrammpapiere 72
- Thermosphäre 11
- Tief, Tiefdruckgebiet 45
- Tiefdruckausläufer 46
- Tiefdruckrinne 46
- Tiefdrucktrog 46
- (T, log p)-Diagramm 76
- Topographien der Druckflächen 46
- Tornado 114
- Trägheitskreis 61
- Trägheitsströmung 61
- Trajektorien 49
- Translation 51
- Transmission 16
- Transmissionsgrad 16
- Transpiration 86
- Transport fühlbarer Wärme 30
 - latenter Wärme 30
 - von Luftverschmutzungen 9
- Treibhauseffekt der Atmosphäre 25
- Trockenadiabate, trockenadiabatisch 72, 73
- trockenadiabatischer Temperaturgradient 73, 74
- Trockenthermik 81
- Trombe 114
- Tropikluft 118, 125
- tropische Depression 150
- tropischer Orkan 150
 - Sturm 150
 - Typ des Jahresgangs der Lufttemperatur 32
- tropisches Jahr 157
- tropische Wirbelstürme 149
 - , Aufbau 151
 - , Entstehungsbedingungen 150
 - , Entwicklung 151
 - , Lebensdauer 153
 - , Verlagerung 153
- tropische Zirkulation 146
- Tropopause 10
- Troposphäre 10
- Turbopause 5
- turbulenter Wärmetransport 29
- turbulente Strömung 71
- Turbulenz 71
 - in der freien Atmosphäre 71, 72
 - in der planetarischen Grenzschicht 71
 - Wirkung der 72
- Turbulenzinversion 91
- Turbulenz-Stratus 91
- Turbulenzwolken 90
- Typ der gemäßigten Breiten des Jahresgangs der Lufttemperatur 32
- Umwandlungstemperatur 85
- Umwandlungswärme 85
- ungesättigter Wasserdampf 36
- Universalzeit 161
- unterkühlter Regen 106
 - Sprühregen 104
- Untersonne 162

Updraft 111
 UTC 161
 UV-Strahlung 19
 UV-A-Strahlung 19
 UV-B-Strahlung 19
 UV-C-Strahlung 19

 Van-Allen-Strahlungsgürtel 12, 13
 Ventilation (eines Thermometers) 30, 31
 Verbrennung, Bildung von Aerosolkernen durch 8
 Verdampfen 86
 Verdampfungswärme 86
 Verdunstung 86
 Verdunstungswärme 86
 Vergenzen bei Zyklonogenese und Antizyklonogenese 142, 143, 145
 Vergraupelung 105
 Verlagerung tropischer Wirbelstürme 153
 Vertikalbewegungen an Fronten 131
 – bei Zyklonogenese und Antizyklonogenese 135, 136
 vertikale Änderung des geostrophischen Windes 64
 – Druckgradientbeschleunigung 42
 – Druckgradientkraft 42
 vertikaler Aufbau der Druckgebilde 65
 – Druckgradient 43
 vertikale Temperaturverteilung 35
 – Verteilung der Luftfeuchte 39
 Vertikalgeschwindigkeit in der Atmosphäre 49
 Vertikalstrom (elektrischer) 112
 virtueller Temperaturzuschlag 38, 76
 virtuelle Temperatur 38
 VIS-Licht 19
 Vorgangskurven (in thermodynamischen Diagrammen) 72
 Vorticity 52
 –, absolute 52
 –, relative 52

 wahrer Sonnentag 160
 Walkerzirkulation 153
 Wärmezufluß aus Erdinnerem 19

 Wärmegewitter 109
 Wärmegleichgewicht 30
 Wärmehaushalt der Erde 124
 warme Hochdruckgebiete 66
 Wärmekraftmaschine Atmosphäre 30
 Wärmelehre, erster Hauptsatz der 73
 Wärmeleitung 29
 Wärmestrahlung der Wolken 25
 warme Tiefdruckgebiete 65, 68
 Wärmetransport in die feste Erdoberfläche 29
 – in die flüssige Erdoberfläche 29
 Warmfront 131
 Warmfrontgewitter 109
 Warmluftadvektion 64
 Warmsektor 135
 Warmsektorzyklone 135
 Wasser 84
 Wasserbilanz der Erde 84
 Wasserdampf 5, 85
 Wasserdampfdichte 36
 Wasserdampfsättigung 87
 Wasserfallelektrizität 112
 Wasserwolken 95
 Wasserwolkenbereich 95
 weißer Tau 108
 Wellen, kurze 136
 –, lange 121
 Wellen in der Passatströmung 149
 Wellenlängen der Strahlung 14
 Weltzeit 161
 Wendekreise 158
 Westwetter 123
 Westwindgürtel 123
 Wetter im Hochdruckgebiet 141

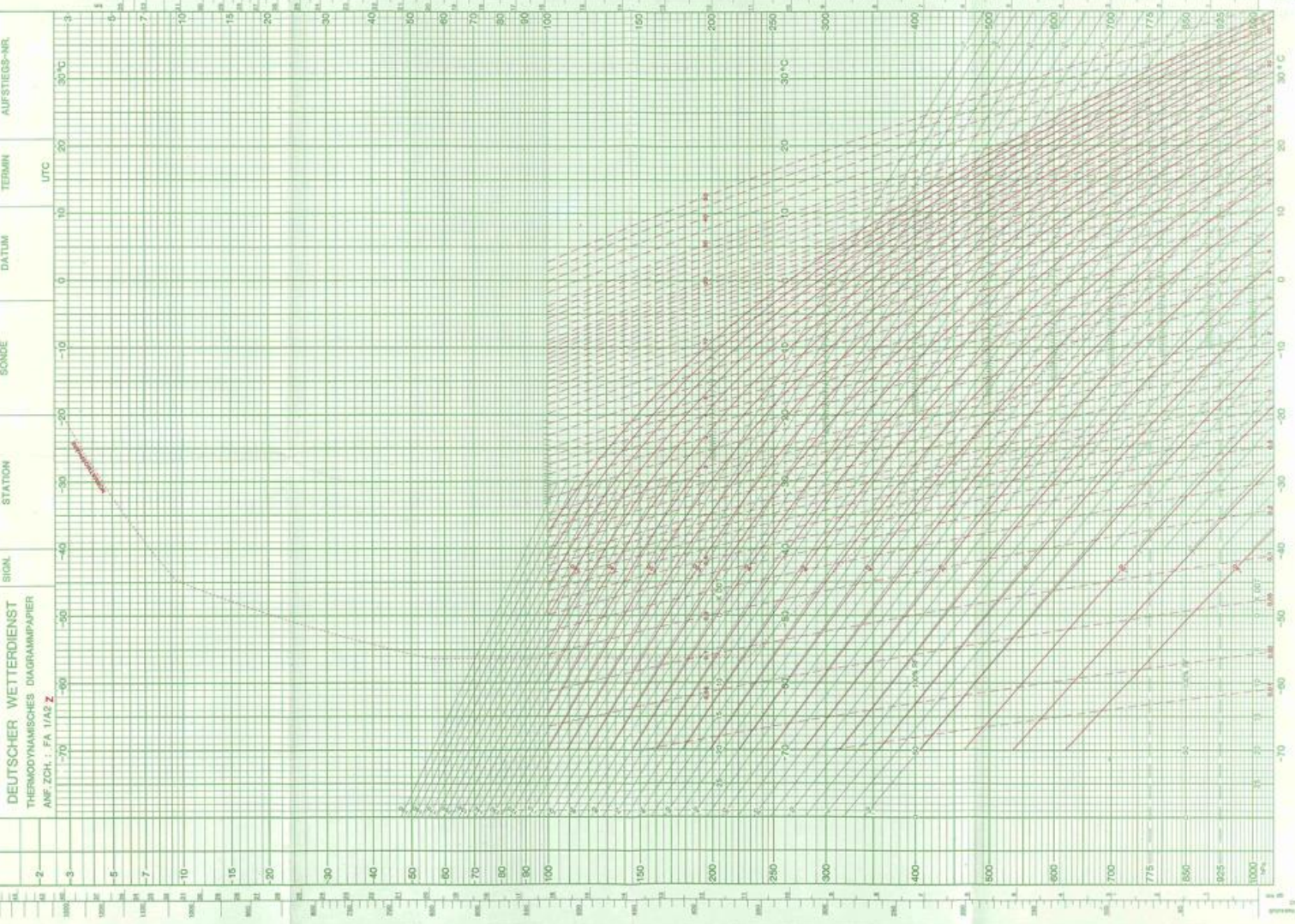
 Wetterablauf beim Vorbeiziehen einer Warmsektorzyklone 135
 Wetterleuchten 114
 Wiensches Verschiebungsgesetz 17
 Wiensche Verschiebungskonstante 17
 Willy-Willy 150

Wilson-Prozeß 113
 Windvektor 49
 Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation 160
 Wirbelentstehung, Mechanismus der 141
 Wogenwolken 92
 Wolken, Aussehen der 97
 – bei Vulkanausbrüchen 93
 – in Strato- und Mesosphäre 93
 – über Kühltürmen 93
 Wolkenalbedo 22
 Wolkenarten 98
 Wolkenauflösung durch Ausfallen von Niederschlag 93
 – – Erwärmung 94
 – – Mischung mit trockener Luft 94
 Wolkenauflösungsprozesse 93
 Wolkenbereiche 95
 Wolkenbildung durch Zunahme des Wasserdampfs 90
 – – diabatische Abkühlung 90
 – – adiabatische Abkühlung 90
 Wolkenbildungskerne 88
 Wolkenbildungsprozesse 89
 Wolkenblitze 113
 Wolkencluster/Cloudcluster 29, 110, 122, 149
 Wolkenelemente 94
 Wolkengattungen 98
 Wolkenklassifikation 94
 –, Tafel der 99
 Wolkenmerkmale 97
 Wolkenstockwerke 95
 Wolkenstreuung 21
 Wolkenturbulenz 71
 Wolkenunterarten 98
 Zeitgleichung 160, 161
 Zentrifugalkraft der Erdrotation 54, 156
 Zentripetalbeschleunigung 56
 Zirkulation, allgemeine 116
 Zirkulationsform 122
 – in den gemäßigten Breiten 123
 – in den Tropen 122
 Zirkumzenitalbogen 162
 Zonalindex 123
 Zonenzeiten 161
 Zusammensetzung trockener Luft 5
 Zustandskurven (in thermodynamischen Diagrammen) 72
 Zyklogenese 132
 –, Modell für 143
 Zyklon 150
 zyklonale Krümmung 49
 Zyklonenfamilien 138
 zyklotrophischer Wind 61

Weiterführende Literatur

- ALISSOW, B.P.; DROSDOW, O.A.; RUBINSTEIN, E.S.: Lehrbuch der Klimatologie. Berlin: Verl.d.Wiss. 1956.
- BATTAN, L.J.: Wetter. Übers.a.d.Amer. Stuttgart: Enke 1979. Geowissen kompakt Bd. 4.
- BATTAN, L.J.: Fundamentals of meteorology. 2. Ed. Eaglewood Cliffs: Prentice Hall 1984.
- BLÜTHGEN, J.; WEISCHET, W.: Allgemeine Klimageographie, 3. Aufl. Berlin: de Gruyter 1980.
- BODIN, S.; MALBERG, H.: Das Wetter und wir. Berlin: Universitas 1979.
- BULLRICH, K.: Atmosphäre und Mensch. Frankfurt a.M.: Umschau 1981.
- CHROMOW, S.P.: Einführung in die synoptische Wetteranalyse. Wien: Springer 1942.
- DE BONT, G.: Wolkenatlas, Wolken und Wetter. Stuttgart: Ulmer 1987.
- V. EIMERN, J.; HÄCKEL, H.: Wetter- und Klimakunde. 4. Aufl. Stuttgart: Ulmer 1984.
- ENGLAND, H.; ULBRICHT, H.: Flugmeteorologie. Berlin: Transpress 1980. Luftfahrt-Handbücher.
- FLOHN, H.: Vom Regenmacher zum Wettersatelliten. Klima und Wetter. München: Kindler 1968.
- FORTAK, H.: Meteorologie. 2. Aufl. Berlin: D. Reimer 1982.
- GEIGER, R.: Das Klima der bodennahen Luftschicht. 4. Aufl. Braunschweig. Vieweg 1961.
- HÄCKEL, H.: Meteorologie. Stuttgart: Ulmer 1985.
- HANN-SÜRING: Lehrbuch der Meteorologie. 5. Aufl. 2 Bd. Leipzig: Hirzel 1939 u.. 1951.
- HEYER, E.: Witterung und Klima. Eine allgemeine Klimatologie. 7. Aufl. Leipzig: Teubner 1984.
- HOUGHTON, D.D. (Ed.): Handbook of applied meteorology. New York: J. Wiley 1985.
- HOUGHTON, J.T.: The physics of atmospheres. 2.Ed. Cambridge: University Press 1986.
- IQBAL, M.: An introduction to solar radiation. Toronto: Academic Press 1983.
- KONDRATYEV, K.YA.: Radiation in the atmosphere. New York: Academic Press 1969. Internat. Geophys. Ser. Vol. 12.
- KURZ, M.: Synoptische Meteorologie. Offenbach a.M.: Deutscher Wetterdienst. 2. Aufl. Leitfäden für die Ausbildung im Dt. Wetterd. Nr. 8. (in Vorbereitung).
- LANDOLT-BOERNSTEIN: Zahlenwerte aus Naturwissenschaften und Technik. Gr. 5, Bd. 4 Meteorologie. Berlin: Springer 1987.
- LILJEQUIST, G.H.; CEHAK, K.,: Allgemeine Meteorologie, 3. Aufl. Braunschweig: Vieweg 1984.
- MALBERG, H.: Meteorologie und Klimatologie. Berlin: Springer 1985.
- MASON, B.J.: The physics of clouds. 2. Ed. Oxford: Clarendon 1971. Oxford Monographs on Meteorology.
- METEOROL. OFFICE (Ed.): Handbook of instruments. Pt. 1-8. 2. Ed. London: HMSO 1980 - 1982.
- MEYERS LEXIKON RED. (Hrsg.): Meteorologie. Mannheim ...: Meyers Lexikonverlag 1987.
- MÖLLER, F.: Einführung in die Meteorologie. Physik der Atmosphäre. Band 1 u. 2. Mannheim: Bibliographisches Institut 1973. B.I.-Hochschultaschenbücher 288.
- MONIN, A.S.: An introduction to the theory of climate. Dordrecht: Reidel 1986.
- OLBRÜCK, G.: Das Wetterradar. Offenbach a.M.: Deutscher Wetterdienst 1975. Leitfäden f.d. Ausbildung im Dt. Wetterd.Nr.7.
- OLIVER, J.E.; FAIRBRIDGE, R.W. (Ed.): The encyclopedia of climatology. New York: Nostrand Reinhold 1987. (Encyclopedia of earth sciences Vol. XI).
- PICHLER, H.: Dynamik der Atmosphäre. 2. Aufl. Mannheim: Bibliograph. Inst. 1986.
- REGULA, H.: Satelliten-Meteorologie. Offenbach a.M.: Deutscher Wetterdienst 1971. Leitfäden f.d. Ausbildung im Dt.Wetterdienst Nr. 3.
- REUTER, H.: Die Wettervorhersage. Wien: Springer 1976 .
- REUTER, H.: Die Wissenschaft vom Wetter. 2. Aufl. Berlin: Springer 1978.
- RIEHL, H.: Introduction to the atmosphere. 3rd. ed. New York: McGraw-Hill 1978.
- ROGERS, R.R.: A short course in cloud physics. 2. Ed. Oxford: Pergamon 1979.
- ROLL, U.H.: Physics of the marine atmosphere. New York: Academic Press 1965. Internat. Geophys. Ser. Vol 7.
- SCHARNOW, U.; BERTH, W.; KELLER, W.: Wetterkunde. 6. Aufl. Berlin: Transpress 1982.
- SCHERHAG, R.: Neue Methoden der Wetteranalyse und Wetterprognose. Berlin: Springer 1948.
- SCHERHAG, R.; LAUER, W.: Klimatologie. 10. Aufl. Braunschweig: Westermann 1982.
- SCHÖNWIESE, Chr.: Klimaschwankungen. Berlin u.a.: Springer 1979. Verständliche Wissenschaft Bd. 115.
- SCORER, R.: Clouds of the world. Melbourne: Lothian Publ. 1972.
- SCORER, R.: Cloud investigation by satellite. Chichester: Ellis Harwood 1986.
- WEISCHET, W.: Einführung in die allgemeine Klimatologie. Stuttgart: Teubner 1983.
- WMO: International cloud atlas. Vol. 2, Rev. ed. Genf: 1987.
- WMO: Marine Cloud Album. Genf: 1987. WMO - Nr. 659.

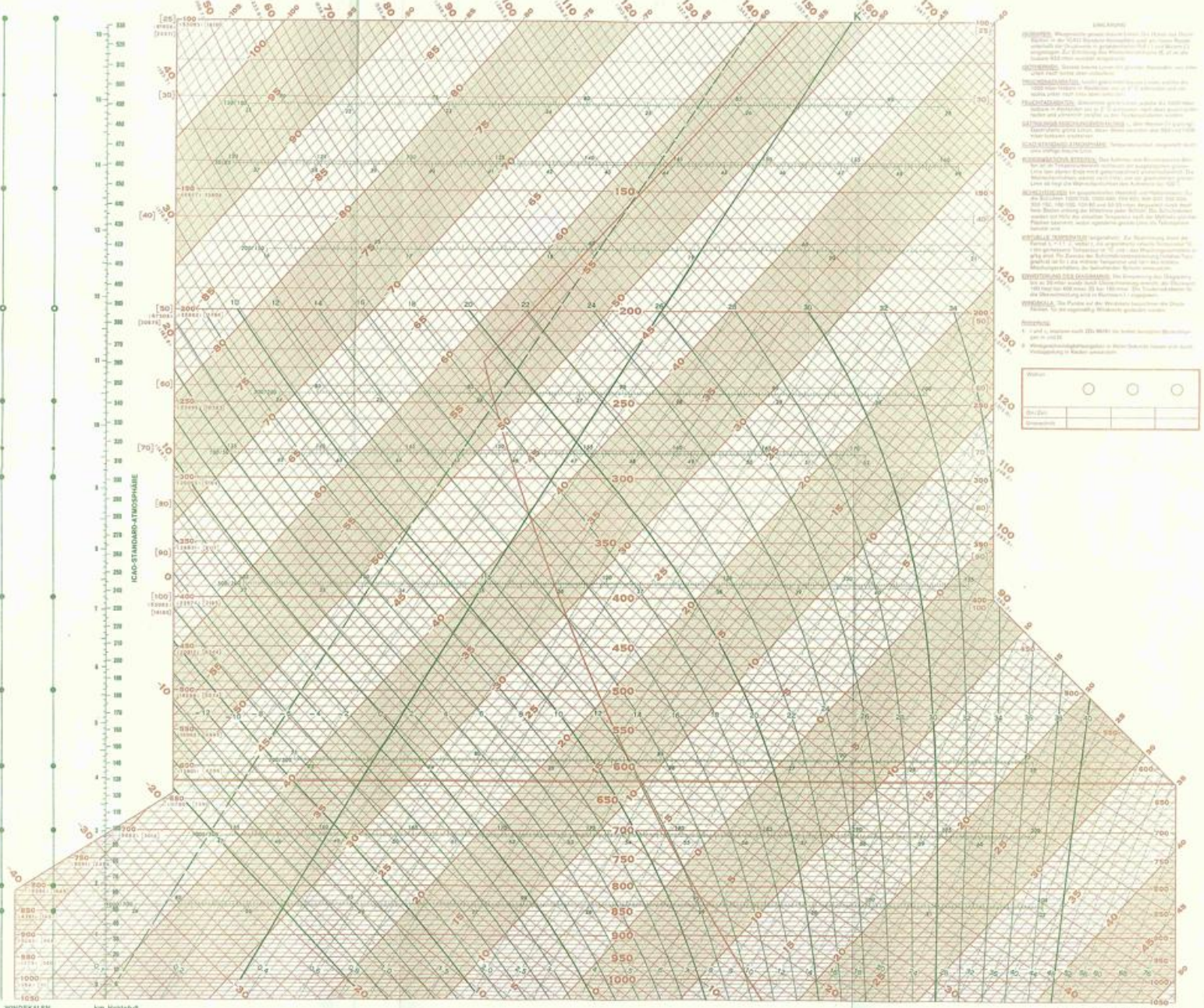
DEUTSCHER WETTERDIENST
THERMODYNAMISCHES DIAGRAMPAPIER
ANF. ZCH. : FA 1/A2 Z



STATION	SONDE	DATUM	TERMIN	AUFSTIEGS-NR.
			UTC	

2
3
5
7
10
15
20
30
40
50
60
70
80
90
100
150
200
250
300
400
500
600
700
775
850
925
1000
hPa

T, log p - Diagramm



WICHTIGES: Die Diagramme geben nur die Lufttemperatur an. Die Lufttemperatur ist die Temperatur der Luft, die sich in der Höhe befindet. Die Lufttemperatur ist nicht die gleiche wie die Lufttemperatur an der Oberfläche. Die Lufttemperatur an der Oberfläche ist die Temperatur der Luft, die sich an der Oberfläche befindet. Die Lufttemperatur an der Oberfläche ist die Temperatur der Luft, die sich an der Oberfläche befindet.

WICHTIGES: Die Diagramme geben nur die Lufttemperatur an. Die Lufttemperatur ist die Temperatur der Luft, die sich in der Höhe befindet. Die Lufttemperatur ist nicht die gleiche wie die Lufttemperatur an der Oberfläche. Die Lufttemperatur an der Oberfläche ist die Temperatur der Luft, die sich an der Oberfläche befindet. Die Lufttemperatur an der Oberfläche ist die Temperatur der Luft, die sich an der Oberfläche befindet.

WICHTIGES: Die Diagramme geben nur die Lufttemperatur an. Die Lufttemperatur ist die Temperatur der Luft, die sich in der Höhe befindet. Die Lufttemperatur ist nicht die gleiche wie die Lufttemperatur an der Oberfläche. Die Lufttemperatur an der Oberfläche ist die Temperatur der Luft, die sich an der Oberfläche befindet. Die Lufttemperatur an der Oberfläche ist die Temperatur der Luft, die sich an der Oberfläche befindet.

Wetter			
Wind			
Wolken			

WINDSKALEN
 km Stunden
 mph Meilen
 m/sec Meter

Herausg. Amt für Wetterphysik, 1953
 Art. Zuercher 1, log p (grad)