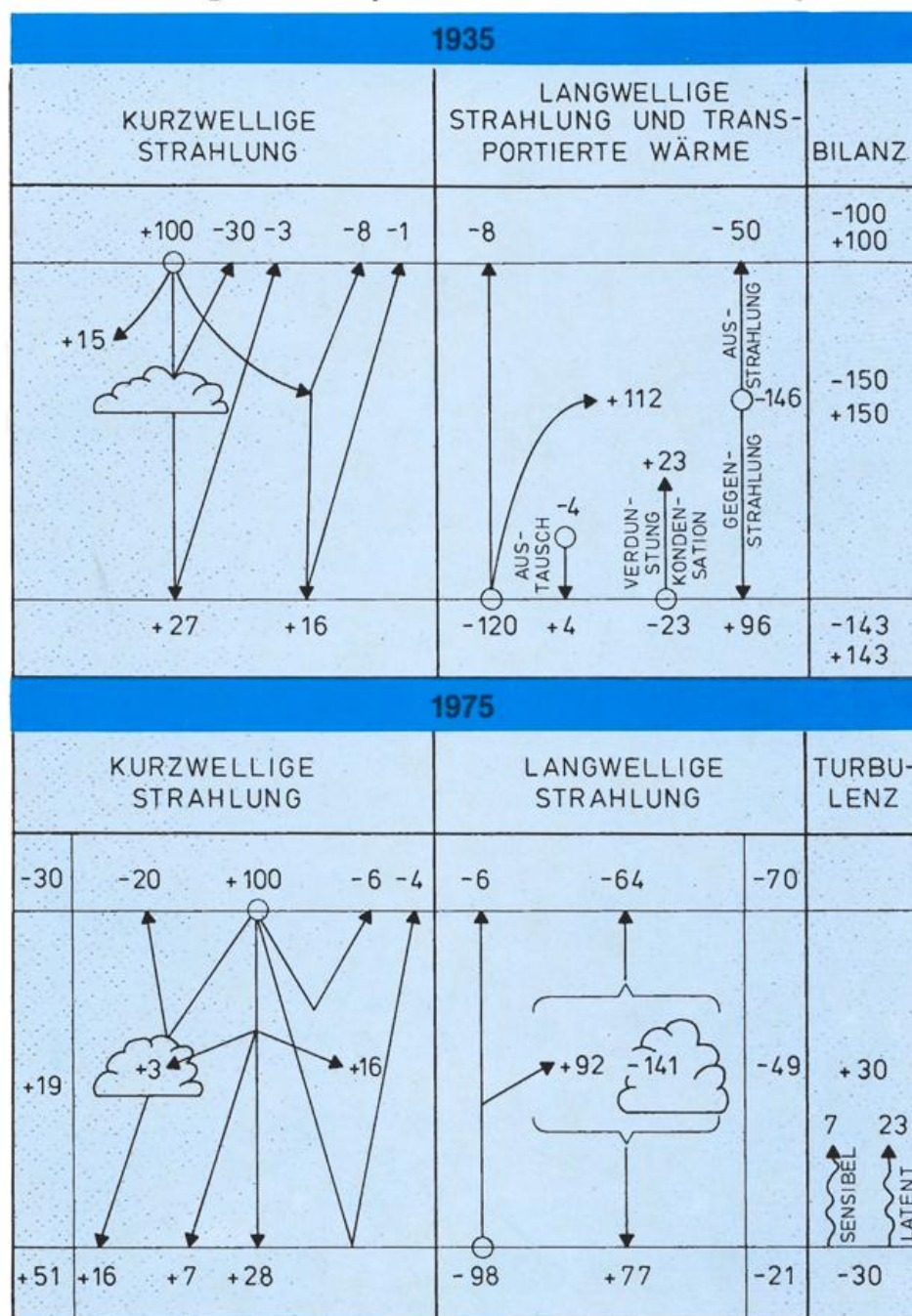


### Strahlungstransporte in der Atmosphäre



**Herausgeber**

Deutscher Wetterdienst

**Hauptschriftleiter**

Dipl.-Met. M. Schlegel

**Redaktionsausschuß**

Prof. Dr. A. Baumgartner (München)

Prof. Dr. F. Fiedler (Karlsruhe)

Prof. Dr. H.-W. Georgii (Frankfurt)

Prof. Dr. H. Hinzpeter (Hamburg)

Dr. H. Reiser (Offenbach)

Dr. R. Simonis (Neustadt a. d. Weinstr.)

Dr. S. Uhlig (Traben-Trarbach)

Prof. Dr. F. Wippermann (Darmstadt)

**Zum Titelbild:**

Energiebilanz des Systems Erde-Atmosphäre.

Oben: Abschätzungen im Jahre 1935.

Unten: Abschätzungen im Jahre 1975.

(Weitere Erläuterungen siehe Einleitung).

**promet** erscheint im Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes — Zentralamt — Frankfurter Straße 135, 6050 Offenbach am Main. Bezugspreis pro Jahrgang (4 Hefte) DM 36,—, Einzelheft DM 10,—.

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

Druck: Schön & Wetzels GmbH, Offenbacher Landstraße 368, 6000 Frankfurt (Main).

ISSN 0340-4552

# Meteorologische Fortbildung

15. Jahrgang, Heft 2/3, 1985

Thema des Heftes:

**Strahlungstransporte in der Atmosphäre**

(Fachliche Redaktion: H. Hinzpeter, Hamburg)

Beiträge:	Seite
Einleitung (H. HINZPETER)	1
1 S. BAKAN Grundlagen der Strahlungsübertragung	2
2 E. RASCHKE, B. ROCKEL und R. STUHLMANN Strahlungsgesetze	5
3 H. QUENZEL Allgemeines zur Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie	7
4 H. QUENZEL Streuung an Luftmolekülen und Aerosolpartikeln	7
5 P. WENDLING Streuung des Lichtes an Wassertropfen und Eiskristallen	10
6 H. FISCHER Absorption und Emission	16
7 K. T. KRIEBEL und P. KOEPKE Reflexion und Emission natürlicher Oberflächen	19
8 S. BAKAN Analytische Lösungen der Strahlungsübertragungsgleichung	25
9 W. ZDUNKOWSKI und G. KORB Numerische Methoden zur Lösung der Strahlungsübertragungsgleichung	26

Forts. 3. Umschlagseite

# Thema des Heftes: Strahlungstransporte in der Atmosphäre

---

## Einleitung

Das Umschlagbild zeigt die Energiebilanz des Systems Erde — Atmosphäre wie sie vor 50 Jahren von BAUR und PHILIPPS (1935; BERG 1948) und vor zehn Jahren vom amerikanischen GARP-Committee (1975) abgeschätzt worden sind. Vor fünfzig Jahren wurde noch das Schmidtsche Paradoxon — ein von der Atmosphäre zur Erdoberfläche gerichteter Fluß fühlbarer Wärme — als richtig angesehen. Setzt man die Energiezufuhr durch die Sonnenstrahlung mit hundert Einheiten an, dann würden durch diesen fühlbaren Wärme fluß vier Einheiten von der Atmosphäre der Erdoberfläche zugeführt. Heute wissen wir dagegen, daß ein Fluß fühlbarer Wärme von sieben Einheiten von der Erdoberfläche in die Atmosphäre gerichtet ist. Etwa gleichzeitig wurde auch erkannt, daß die Albedo des Planeten Erde mit 42% zu hoch angesetzt war. Nachdem vorübergehend Werte für die Albedo von 27% diskutiert wurden, nimmt man heute eine Albedo von etwa 30% als richtig an. Der Vergleich beider Schemata zeigt, daß die von den Wolken reflektierte Sonnenstrahlung heute um ein Drittel geringer angesetzt wird als vor fünfzig Jahren. Ähnlich große prozentuale Änderungen haben die Absorption in der Atmosphäre, die Reflexion am Erdboden und die langwelligen Strahlungsflüsse erfahren. Damals wie heute liegen die größten Unsicherheiten in den Annahmen über die Bewölkung, den Bedeckungsgrad der verschiedenen Wolkenklassen und deren optische Eigenschaften. Während vor fünfzig Jahren die Strahlungstransporte und deren Divergenzen selbst bei Kenntnis der Gas- und der Teilchenkonzentrationen nicht zufriedenstellend berechnet werden konnten, verfügen wir heute, zum Teil bedingt durch die Nutzungsmöglichkeiten großer Rechner, über Methoden, jene Transporte mit ausreichender Genauigkeit zu bestimmen.

Für astrophysikalische Fragestellungen hat CHANDRASEKHAR nach dem Kriege Methoden zur Berechnung des Strahlungstransportes entwickelt, die nach der Veröffentlichung seines Buches „Radiative Transfer“ (1950) auch zunehmend in die meteorologische Literatur Eingang gefunden haben. Seitdem bietet die Strahlungstransportgleichung das Handwerkszeug für die Berechnung von Strahlungsflüssen. Ihr Wert wird z. B. dadurch deutlich, daß von ihr ausgehend die Koschmiedersche Sichtformel in wenigen Zeilen abzuleiten ist, während KOSCHMIEDER 1928 dafür noch viele Seiten benötigte.

Heute liegen die Schwierigkeiten vor allem darin, die empirischen Parameter für die Quellenfunktion in jener Gleichung, die Absorptions- und Streukoeffizienten sowie die Streufunktion für Gase und Teilchen, d. h. Aerosol- und Wolkenteilchen zu bestimmen. Dies liegt zum größten Teil an der unzureichenden Kenntnis der Konzentration der Gase und Teilchen. Für Eiskristalle können die genannten Koeffizienten auch heute nur angenähert berechnet werden.

Das vorliegende Heft gibt einen Überblick über die zur Verfügung stehenden Methoden zur Berechnung von Strahlungstransporten, einige damit gewonnene Ergebnisse und empirische Befunde.

## Literatur

- BAUR, F.; PHILIPPS, H.: Der Wärmehaushalt der Luftpöhle der Erdhalbkugel im Januar und Juli und zur Zeit der Äquinoktion und Solstizien. Gerl. Beitr. Geophys. 42 (1934) S. 160 u. 45 (1935) S. 82.
- BERG, H.: Allgemeine Meteorologie. Bonn: Ferd. Dümmler-Verlag 1948.
- CHANDRASEKHAR, S.: Radiative transfer. Oxford Univ. Press 1950.
- KOSCHMIEDER, H.: Theorie der horizontalen Sichtweite. Beitr. Phys. fr. Atmos. 12 (1928) S. 33.
- US COMMITTEE FOR THE GARP: Understanding climatic changes. Washington D.C.: National Academy of Sciences 1975.

H. HINZPETER

# Grundlagen der Strahlungsübertragung

## 1 Einführung

Die Ausbreitung elektromagnetischer Strahlung wird durch die Theorie der Strahlungsübertragung quantitativ erfaßt und beschrieben. Dabei spielt die duale Natur der elektromagnetischen Strahlung eine Rolle, da ein Teil der Phänomene sich nur wellenmechanisch (z. B. Rayleigh-, Mie-Streuung), ein anderer nur quantenmechanisch (z. B. Absorption, Planck-Funktion) vollständig verstehen läßt. Je nach Art des Phänomens hat man sich Strahlung entweder als einen unendlich langen ebenen Wellenzug der Frequenz  $\nu$  oder als die Überlagerung einer immensen Anzahl von Einzelphotonen der Elementarenergie  $h\nu$  vorzustellen. Die Streuung an kugelförmigen Teilchen kann z. B. nur durch Wechselwirkung mit einer elektromagnetischen Welle, nicht durch den Stoß mit Einzelphotonen richtig beschrieben werden. Dagegen lassen sich Absorptions- und Emissionsprozesse nur mit Hilfe von Photonen beschreiben, die der diskreten Natur der möglichen atomaren oder molekularen Energiezustände Rechnung tragen.

Da in den meisten Problemen der Strahlungsübertragung zeitliche und räumliche Skalen interessieren, die wesentlich größer als die einzelner Wellen oder Photonen sind, werden geeignete mittlere Größen zur Beschreibung des Strahlungsfeldes, wie z. B. die Strahldichte (s. Abschn. 2), benutzt. Bei der Verknüpfung dieser Feldgrößen in der Strahlungsübertragungsgleichung (s. Abschn. 3) geht die Wirkung der Elementarprozesse nur noch in parameterisierter Form ein (z. B. Absorptionskoeffizient, Planck-Funktion, Streufunktion).

Im folgenden werden diese Grundgrößen definiert, die Strahlungsübertragungsgleichung aufgestellt und einige Spezialfälle diskutiert. Dabei taucht die Schwierigkeit auf, daß die Nomenklatur der bei der Behandlung atmosphärischer Strahlungsprozesse auftretenden Größen trotz mehrerer Ansätze bis heute nicht vereinheitlicht werden konnte, so daß in unterschiedlichen Arbeitsrichtungen noch verschiedene Größen und Symbole traditionell gebräuchlich sind. Immerhin hat die Festlegung auf das SI-System (Système International) zumindest bei den Basiseinheiten eine gewisse Vereinheitlichung gebracht, die sich zu einem gewissen Grad auch auf Strahlungseinheiten ausgewirkt hat. In diesem Heft werden die Autoren bemüht sein, eine konsistente Nomenklatur in Anlehnung an Vorschläge der Strahlungskommission der IAMAP (International Association of Meteorology and Atmospheric Physics) zu benutzen.

## 2 Radiometrische Größen

Die im folgenden verwendete Geometrie ist in Abbildung 1 dargestellt. Bei Problemen der atmosphärischen Strahlungsübertragung wird meist der Winkel  $\vartheta = 0$  mit der Richtung zum Zenit gleichgesetzt und  $\vartheta$  als Zenitwinkel bezeichnet. Häufig wird nicht  $\vartheta$  selbst, sondern die Größe  $\mu = \cos \vartheta$  zur Beschreibung der Zenitwinkelabhängigkeit benutzt. Tabelle 1 faßt die wesentlichen radiometrischen Grundgrößen zusammen, zeigt ihre gebräuchlichen bzw. empfohlenen Symbole und Einheiten, sowie die Beziehungen zueinander. Als Grundgröße zur Beschreibung von Strahlungsfeldern sollte die

Strahldichte  $L$  angesehen werden. Sie ist definiert als die Energie, die pro Raumwinkeleinheit und pro Zeiteinheit eine Einheitsfläche senkrecht zur Ausbreitungsrichtung durchströmt. Diese Größe erlaubt die Beschreibung der Orts- und Richtungsabhängigkeit eines Strahlungsfeldes. Aus ihrer Kenntnis lassen sich alle energetisch interessanten Größen eindeutig bestimmen.

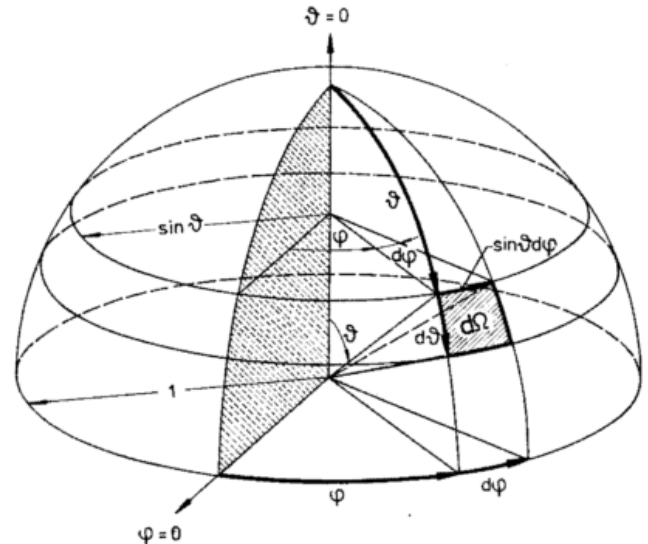


Abb. 1: Definition der üblichen Geometrie, Raumrichtungen und des Raumwinkelementes  $d\Omega$

Die Strahlungsflußdichte durch eine Fläche, deren Normale in Richtung  $\vartheta = 0$  zeigt, ist z. B. gegeben durch

$$F^+ = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\vartheta=0}^{\pi/2} L(\vartheta, \varphi) \cos \vartheta \, d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^1 L(\mu, \varphi) \mu \, d\mu \, d\varphi \quad (1)$$

$F^+$  gibt die gesamte Energie an, die pro Zeiteinheit durch eine Einheitsfläche tritt und eine Komponente in Richtung der Flächennormalen besitzt ( $0 \leq \vartheta \leq \pi/2$ ). Die entsprechende Definition gilt auch für die Flußdichte in die entgegengesetzte Richtung  $F^-$  die durch  $\pi/2 \leq \vartheta \leq \pi$  charakterisiert ist. Das entsprechende Integral über alle Raumrichtungen ergibt die Nettoflußdichte  $F_N$ , die den Nettoenergiefluß durch die betrachtete Fläche darstellt:

$$F_N = F^+ - F^- \quad (2)$$

Diese Größe ist es, deren Divergenz den Einfluß der Strahlung angibt. Da in vielen Anwendungen von einer horizontal homogenen Schichtung der Erdatmosphäre ausgegangen wird, so daß keine horizontalen Nettoflüsse auftreten und die Divergenz durch  $\partial F_N / \partial z$  gegeben ist, liefert diese einen Quellterm in der Energiegleichung.

Alle Größen aus Tabelle 1 gelten für beliebige Wellenlängenintervalle. Monochromatische Größen werden mit einem Index  $\lambda$  (Wellenlänge),  $\nu$  (Frequenz) oder  $\kappa$  (Wellenzahl) versehen und gelten für die infinitesimalen Intervalle auf deren Breite sie bezogen wurden. Der Zusammenhang lautet z. B. für die Strahldichte

$$L(\Delta\lambda) = \int_{\Delta\lambda} L_\lambda d\lambda.$$

Die Strahlung in der Atmosphäre ist als Folge der Streuung teilweise polarisiert. Die Polarisierungseigenschaften des Strahlungsfeldes können mit Hilfe des Stokes-Vektors  $\vec{L} = (L, Q, U, V)$  beschrieben werden. Dabei ist  $L$  wieder die Strahldichte und  $Q$  stellt die Differenz der Strahldichten zweier senkrecht zueinander polarisierter Komponenten dar.  $U$  ist ein Maß für die Lage der Polarisierungsebene und  $V$  für die Elliptizität der Strahlung. Bei unpolarisiertem Licht ist  $Q = U = V = 0$  und nur die Strahldichte  $L \neq 0$ . Wegen des immensen Aufwandes bei exakten Rechnungen mit polarisierter Strahlung wird vielfach die Polarisierung atmosphärischer Strahlung vernachlässigt und die Strahldichte als einzig interessierende Größe betrachtet.

Die dadurch verursachte Reduktion der Strahldichte ist dieser selbst, der Weglänge  $ds$  und dem entsprechenden Volumenkoeffizienten proportional. Für die Extinktion von Strahlung gilt dann der Zusammenhang

$$dL_\lambda = -\sigma_c L_\lambda(\vartheta, \varphi) ds \quad (6)$$

Es muß betont werden, daß alle optischen Eigenschaften der Materie und des Strahlungsfeldes im allgemeinen wellenlängenabhängige Größen sind. Zur Vereinfachung der Ausdrücke werden aber im folgenden die Wellenlängenindizes unterdrückt.

Werden die Strahlungsquellen durch das Symbol  $J$  bezeichnet, so kann die differentielle SÜG in der einfachen Form

$$\frac{dL}{ds} = -\sigma_c(L - J) \quad (7)$$

Tab. 1: Zusammenfassung der wichtigsten radiometrischen Größen und ihrer Einheiten

NAME	SYMBOL	EINHEIT	RELATION	DEFINITION
Strahlungsfluß	$\Phi$	W		Strahlungsenergie pro Zeiteinheit durch beliebige Flächen
Strahlungsflußdichte	$F$	W m <sup>-2</sup>	$F = \frac{d\Phi}{da}$	Strahlungsfluß durch eine Einheitsfläche
Abgestrahlte Flußdichte	$M$	W m <sup>-2</sup>	$M = \frac{d\Phi}{da}$	Von einer Oberfläche abgestrahlte Flußdichte
Eingestrahlte Flußdichte	$E$	W m <sup>-2</sup>	$E = \frac{d\Phi}{da}$	Auf eine Oberfläche eingestrahlte Flußdichte
Strahldichte $L$	$L$	W m <sup>-2</sup> sr <sup>-1</sup>	$L = \frac{d^2\Phi}{d\Omega da \cos\vartheta}$	Strahlungsenergie pro Zeiteinheit, die senkrecht durch eine Einheitsfläche in den Einheitsraumwinkel geht.

### 3 Die Strahlungsübertragungsgleichung

Der Durchtritt von elektromagnetischer Strahlung durch ein Volumenelement und die dabei auftretenden Veränderungen der Strahldichte werden durch die Strahlungsübertragungsgleichung (SÜG) beschrieben. Diese stellt eine Bilanzgleichung für die ein Volumenelement in die Richtung  $\vartheta, \varphi$  durchlaufende Strahlung dar.

Die durch ein infinitesimal kleines Volumen am Ort  $P$  in Richtung  $\vartheta, \varphi$  durchgehende spektrale Strahldichte  $L_\lambda(\vartheta, \varphi)$  wird um  $dL_\lambda$  verändert. Dies kann durch eine Extinktion oder durch eine Erhöhung infolge von Emission oder von gestreuter Strahlung erfolgen. Die Extinktion kann durch Absorption und/oder durch Streuung verursacht sein. Beschrieben wird die Wirkung dieser Prozesse durch den Massenabsorptionskoeffizienten  $\tilde{\sigma}_a$  und -streuoeffizienten  $\tilde{\sigma}_s$ , die zusammen den Masseneextinktionskoeffizienten  $\tilde{\sigma}_c$  ergeben:

$$\tilde{\sigma}_c = \tilde{\sigma}_a + \tilde{\sigma}_s \quad (\text{Einheit: m}^2/\text{kg}). \quad (4)$$

Das Produkt dieser Größen mit der Dichte  $\rho$  des strahlungsaktiven Mediums ergibt die Volumenabsorptions-, -streu- oder -extinktionskoeffizienten

$$\sigma_c = \sigma_a + \sigma_s = \tilde{\sigma}_a \rho + \tilde{\sigma}_s \rho \quad (5)$$

geschrieben werden. In kartesischen Koordinaten lautet diese Gleichung

$$\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} L = -\sigma_c(L - J) \quad (8)$$

wobei  $\vec{\Omega} = (\sin\vartheta \sin\varphi, \sin\vartheta \cos\varphi, \cos\vartheta)$  der Einheitsvektor der Raumrichtung  $\vec{s}$  ist. Ist ein Problem horizontal homogen, so entfallen die horizontalen Gradienten und die vertikale Koordinate wird häufig durch die optische Dicke  $\tau$  ersetzt. (Nach Empfehlungen der Strahlungskommission soll statt des Symbols  $\tau$  in Zukunft  $\delta$  verwendet werden.) Diese ist definiert durch

$$d\tau = -\sigma_c dz \quad (9)$$

und führt zu folgender SÜG:

$$\mu \frac{dL}{d\tau} = L - J \quad (10)$$

Als Quelle von Strahlung in eine bestimmte Richtung  $\vartheta, \varphi$  wirken sowohl Streuung als auch Eigenemission. Die durch Streuung hinzukommende Strahldichte wird häufig in zwei Terme aufgespalten. Der erste

$$dJ_1 = \sigma_s ds \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{1}{4\pi} P(\vartheta', \varphi'; \vartheta, \varphi) L(\vartheta', \varphi') \sin\vartheta' d\vartheta' d\varphi' \quad (11)$$

stellt diejenige Energie dar, die durch Streuung diffuser Strahlung in die Richtung  $\vartheta, \varphi$  gelangt. Während der Volumenstreu-  
koeffizient  $\sigma_s$  angibt, wieviel der einfallenden Strahlung über-  
haupt gestreut wird, stellt die Streufunktion  $\frac{1}{4\pi} P(\vartheta', \varphi'; \vartheta, \varphi)$   
den Anteil der aus Richtung  $\vartheta', \varphi'$  einfallenden Strahlung dar,  
der in Richtung  $\vartheta, \varphi$  umgelenkt wird. Um alle Beiträge diffu-  
ser Strahlung zu erfassen, ist über die aus allen Raumrichtun-  
gen  $\vartheta', \varphi'$  einfallende Strahlendichte zu integrieren. Der zweite  
Term

$$dJ_2 = \sigma_s ds \frac{1}{4\pi} P(\vartheta_0, \varphi_0; \vartheta, \varphi) (\pi F_0) e^{-\tau/\mu_0} \quad (12)$$

gibt diejenige Energie an, die aus der Richtung der direkten  
(ungestreuten) Sonnenstrahlung  $\vartheta_0, \varphi_0$  in die Richtung  $\vartheta, \varphi$   
umgelenkt wird.  $(\pi F_0)$  ist die extraterrestrische solare Energie-  
dichte, die auf ihrem Weg durch die Atmosphäre zum Streu-  
volumen um den Faktor  $\exp(-\tau/\mu_0)$ , mit  $\mu_0 = \cos \vartheta_0$ , ge-  
schwächt wird, wobei die optische Dicke

$$\tau = \int_z^\infty \sigma_e dz.$$

Auf dem Weg durch das Volumenelement wird die Strahlung  
nicht nur durch Streuung sondern auch durch Emission ver-  
mehrt. Nach dem Kirchhoffschen Gesetz ist diese zusätzliche  
Energie proportional zum Produkt aus Planck-Funktion  $B(T)$   
und Absorptionskoeffizienten

$$dJ_3 = \sigma_a ds B(T). \quad (13)$$

Alle diese Strahlungsquellen sind in der oben eingeführten  
Quellstrahlendichte  $J$  folgendermaßen zusammengefaßt:

$$J \sigma_e ds = dJ_1 + dJ_2 + dJ_3 \quad (14)$$

und

$$J = \frac{\tilde{\omega}}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi P(\vartheta', \varphi'; \vartheta, \varphi) L(\vartheta', \varphi') \sin \vartheta' d\vartheta' d\varphi' \quad (15)$$

$$+ \frac{\tilde{\omega}}{4\pi} P(\vartheta_0, \varphi_0; \vartheta, \varphi) (\pi F_0) e^{-\tau/\mu_0} + (1-\tilde{\omega})B(T)$$

Dabei ist  $\tilde{\omega} = \sigma_s/\sigma_e$  die „single scattering albedo“, die angibt,  
welcher Anteil der extingierten Strahlendichte gerade durch  
Streuung verursacht ist.

Durch Integration von Gleichung (7) entlang eines Weges zwi-  
schen zwei Punkten  $P_1$  und  $P_2$  erhält man daraus die unmittel-  
bar anschauliche integrale Form der SÜG

$$L(P_2) = L(P_1) e^{-\int_{P_1}^{P_2} \sigma_e ds} + \int_{P_1}^{P_2} J(P) e^{-\int_P^{P_2} \sigma_e ds} \sigma_e ds. \quad (16)$$

Sie gibt an, daß die Strahlendichte an einem Punkt  $P_2$  gegeben  
ist durch die bei  $P_1$  einfallende und auf dem Weg nach  $P_2$  teil-  
weise extingierte Strahlung, sowie die von den Quellen auf der  
Strecke von  $P_1$  bis  $P_2$  emittierte Energie, die ihrerseits wieder  
durch Extinktion geschwächt bei  $P_2$  ankommt.

Die Aufgabe der Strahlungsforschung ist die Festlegung der  
Einflußparameter für diese Grundgleichung und die Entwick-  
lung der Lösungsmethoden.

#### 4 Lösung der SÜG

Formal stellt die integrale Form (Gl. 16) schon die Lösung der  
SÜG dar. Im Spezialfall verschwindender Quellterme ( $J = 0$ )  
ergibt sich das Bouguer-Lambert-Beersche Gesetz der Strahl-  
schwächung bei Durchgang durch eine homogene Schicht. Im  
allgemeinen Fall hilft die Gleichung (16) nicht weiter, da die  
Quellfunktion selbst wieder die eigentlich erst zu berechnende  
Strahlendichteverteilung enthält (Gl. 15). Die Beiträge 8 bis 10  
stellen Lösungsmethoden vor, die für die vollständige Integro-  
differentialgleichung entwickelt wurden. Zur praktischen Lö-  
sung müssen im allgemeinen die Absorptions- und Streukoef-  
fizienten, die Streufunktion, die extraterrestrische solare Strah-  
lungsflußdichte und die Planck-Funktion bekannt sein.

Zu betonen ist noch einmal, daß die SÜG im allgemeinen nur  
für monochromatische Größen gilt und eine Wellenlängenin-  
tegration über die spektrale Strahlendichte erst nach der Lösung  
durchgeführt werden kann. Erst daraus ergibt sich der gesam-  
te Nettofluß, dessen Divergenz den tatsächlichen Energieum-  
satz in der Atmosphäre aufgrund von Strahlungsprozessen  
darstellt, der in der Energiegleichung benötigt wird.

Hier soll noch kurz erwähnt werden, daß die integrale SÜG  
(Gl. 16) im streuungsfreien Fall auch als Grundgleichung der  
Fernerkundung von Satelliten zu sehen ist. Die Bedeutung  
dieser Gleichung wird vielleicht mit folgendem idealisierten  
Beispiel klarer. Betrachtet man die Strahlung die senkrecht  
nach oben zu einem Satelliten geht, und nimmt man an, daß  
die Quellfunktion von der Höhe unabhängig sei, so lautet die  
SÜG sehr einfach

$$L = L_B e^{-\tau_0} + J \int_0^{\tau_0} e^{-\tau} d\tau$$

wobei  $\tau_0 = \tau(z = 0)$  die gesamte optische Dicke der Atmo-  
sphäre ist.

Da der Erdboden annähernd wie ein schwarzer Körper strahlt,  
ist die Strahlendichte vom Boden  $L_B$  ungefähr durch die Planck-  
funktion bei Bodentemperatur  $B_B$  gegeben. Die konstante  
Quellfunktion in der Schicht ist durch die Planck-Funktion  
 $B(\bar{T})$  zu einer mittleren Atmosphärentemperatur  $\bar{T}$  gegeben.  
Dann lautet die Lösung für die am Satelliten ankommende  
Strahlendichte

$$L = B_B + (B - B_B) \tau_0 \quad \tau_0 \ll 1$$

$$L = B_B e^{-\tau_0} + B(1 - e^{-\tau_0}) = B \quad \tau_0 \gg 1$$

Bei großer optischer Dicke der Atmosphäre empfängt der Sa-  
tellit hauptsächlich aus der Atmosphäre Information. Bei ge-  
ringer optischer Dicke läßt sich die Planck-Funktion der  
Oberfläche und damit deren Temperatur fast ungestört mes-  
sen. Diese prinzipiellen Möglichkeiten werden in der Praxis  
der Fernerkundungsmethoden benutzt, um im infraroten  
Spektralbereich Informationen über die Temperatur des Erd-  
bodens (im Fenster zwischen 10 und 12  $\mu\text{m}$ ) und über die der  
Atmosphäre (im Bereich der Wasserdampf- und  $\text{CO}_2$ -  
Absorption) zu erhalten.

# Strahlungsgesetze

Bei der Beschreibung des Strahlungstransportes durch die Atmosphäre (als absorbierendes, emittierendes und streuendes Medium), wird zwischen den beiden Strahlungsquellen Sonne und Erde unterschieden. Unter der Voraussetzung, daß die Strahlungsquellen schwarze Körper sind, ist deren spektrale Strahlungsflußdichteverteilung eine eindeutige Funktion der Temperatur  $T(K)$ . Beschrieben wird dieser Zusammenhang durch das Plancksche Gesetz:

$$M_{\lambda}(T)d\lambda = \frac{\pi 2hc^2 \cdot 10^{24}}{\lambda^5(\exp(hc \cdot 10^6/k\lambda T) - 1)} d\lambda$$

wobei

$M_{\lambda}(T)$  = spektrale Schwarzkörperstrahlungsflußdichte ( $Wm^{-2} \mu m^{-1}$ )

$h$  = Plancksche Konstante  $6.6262 \cdot 10^{-34}$  (Js)

$c$  = Lichtgeschwindigkeit im Vakuum  $2.99 \cdot 10^8$  ( $ms^{-1}$ )

$k$  = Boltzmannkonstante  $1.3806 \cdot 10^{-23}$  ( $JK^{-1}$ )

$T$  = absolute Temperatur (K)

$\lambda$  = Wellenlänge ( $\mu m$ )

In Abbildung 1 sind die Kurven  $M_{\lambda}(T)$  für einen Temperaturbereich zwischen 6000 K und 200 K dargestellt.

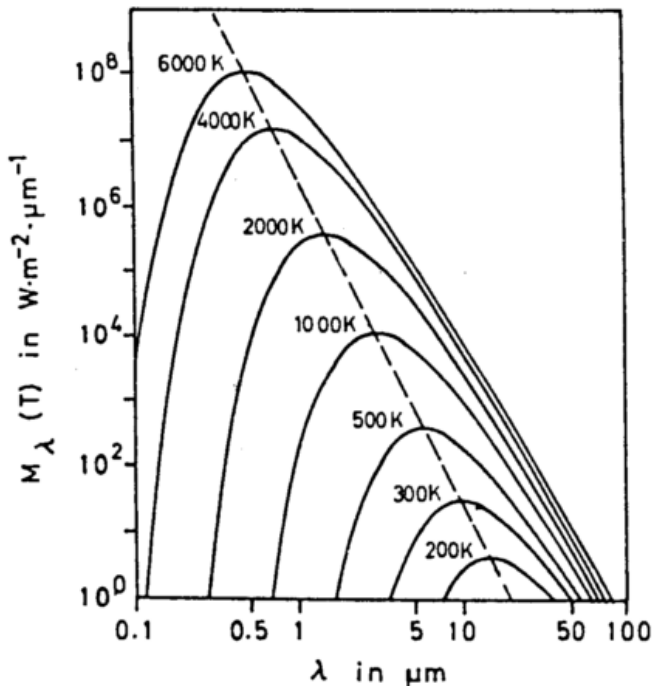


Abb. 1: Spektrale Ausstrahlung  $M_{\lambda}(T)$  schwarzer Körper im Temperaturbereich von 200—6000 K (Plancksches Gesetz) (Promet H. 3/4 '83, S. 3).

Mit abnehmender Temperatur verschiebt sich deren Maximum zu den größeren Wellenlängen, wobei das Produkt aus  $\lambda_{max}$ , der Wellenlänge des Maximums der Strahlungsflußdichte,

und der zugehörigen Temperatur  $T$  eine Konstante ist. Dieser Zusammenhang folgt nach Differentiation der Planckfunktion und ist unter dem Namen Wiensches Verschiebungsgesetz bekannt:

$$\lambda_{max} \cdot T = 2897 (\mu m K)$$

Die Planckkurven tieferer Temperaturen liegen bei allen Wellenlängen unter den Kurven für höhere Temperaturen. Die Flächen unter den Kurven sind proportional zur vierten Potenz der Temperatur. Durch Integration der spektralen Strahlungsflußdichten über alle Wellenlängen gewinnt man das Stefan-Boltzmann-Gesetz:

$$M_s(T) = \int_0^{\infty} M_{s\lambda}(T)d\lambda = \sigma T^4$$

mit

$\sigma$  = Stefan-Boltzmann-Konstante  $5.67 \cdot 10^8$  ( $Wm^{-2}K^{-4}$ )

Nimmt man für die Strahlungsquelle Erde Temperaturen zwischen etwa 200 K (höchste Wolkenoberflächen) und 320 K (heißer Wüstenboden) an, so liegt das Maximum der Strahlungsflußdichte im Spektralbereich zwischen  $9 \mu m$  und  $14 \mu m$ . In diesem Spektralintervall ist die wolkenfreie Erdatmosphäre für Strahlung nahezu vollständig transparent.

Dagegen liegt das Maximum der spektralen Strahlungsflußdichte der Sonne, deren Photosphäre eine Temperatur um 5800—6000 K zugeschrieben werden kann, bei etwa  $0.48 \mu m$  (hier sind unsere Augen am empfindlichsten) (Abb. 2).

Der mittlere Abstand der Erde von der Sonne beträgt  $1.49598 \cdot 10^8$  km. Auf die Erde trifft damit nur der Bruchteil der Sonnenstrahlung, der sich aus dem Quadrat des Verhältnisses Sonnenradius zum Abstand Erde-Sonne berechnen läßt. Infolgedessen liegt die spektrale Flußdichteverteilung der Sonnenstrahlung an der Obergrenze der Erdatmosphäre nicht bei allen Wellenlängen über der der Erdtemperatur entsprechenden Planck-Kurven, sondern schneidet diese bei einer Wellenlänge von etwa  $3.5 \mu m$ . Man unterteilt deshalb häufig das Strahlungsfeld in einen kurzwelligen (solaren) und in einen langwelligen (terrestrischen) Bereich. Der Betrag der Sonnenstrahlung, der die Erde am Oberrand der Atmosphäre erreicht, wird als Solarkonstante  $S_0$  bezeichnet. Nach den neuesten Messungen hat die Solarkonstante einen Wert von  $1368 Wm^{-2}$  (mit  $\pm 2 Wm^{-2}$  Unsicherheit) und kann mit der Aktivität der Photosphäre um bis zu  $4 Wm^{-2}$  schwanken (für ca. 5—7 Tage). Längerperiodische Schwankungen konnten durch Messungen noch nicht nachgewiesen werden.

An der Emission von Wärmestrahlung sind auch atmosphärische Gase beteiligt:  $CO_2$ , Wasserdampf, Ozon, Stickoxide, Methan und andere. Wenn sich die Gase im thermodynamischen Gleichgewicht befinden, muß die Strahlung, die sie absorbieren, gleich der von ihnen emittierten sein. Demzufolge ist das spektrale Emissionsvermögen  $\epsilon(\lambda)$  eines Volumen- oder Massenelementes eines Gases im thermodynamischen Gleichgewicht gleich seinem spektralen Absorptionsvermögen  $\alpha(\lambda)$ .

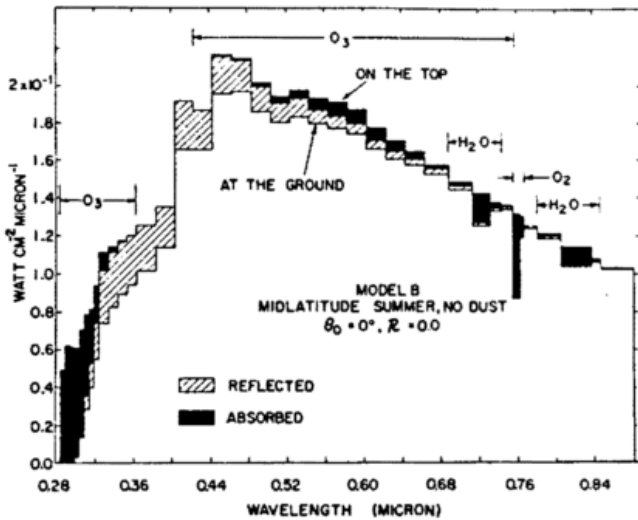
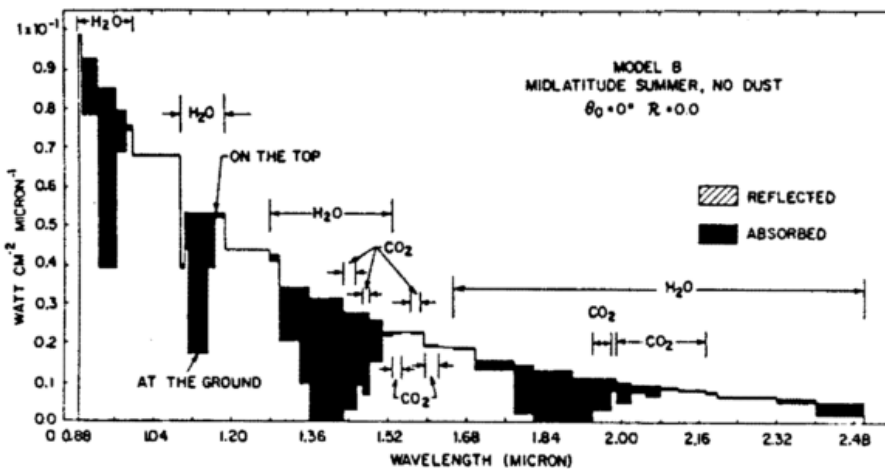


Abb. 2: Spektrale Verteilung der extraterrestrischen Sonneneinstrahlung am Ober- und Unterrand der Atmosphäre im Wellenlängenbereich zwischen 0.285—2.5  $\mu\text{m}$  (aus: PALTRIDGE u. PLATT: Radiative processes in meteorology and climatology. Amsterdam, New York: Elsevier Scientific Publ. Co. 1976, S. 90).



Dies ist der Inhalt des Kirchhoffschen Gesetzes:

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

Für einen schwarzen Körper gilt damit nach Definition:

$$\epsilon(\lambda) = \alpha(\lambda) = 1$$

Das Gesetz sagt weiter: Die in den Halbraum abgestrahlte Energie ist

$$M(\lambda) = \epsilon(\lambda) M_s(\lambda, T)$$

Die Forderung des thermodynamischen Gleichgewichts ist allein wegen der in der Atmosphäre auftretenden Temperaturgradienten nicht streng erfüllt. Da die Berechnung der thermischen Strahlung in der Atmosphäre im Falle fehlenden thermodynamischen Gleichgewichts äußerst schwierig ist, wird als Näherung das lokale thermodynamische Gleichgewicht eingeführt. Dies ist dann erfüllt, wenn die Energieniveaus der Rotation und der Schwingung der Moleküle angenähert einer Boltzmannverteilung (bei der Temperatur der betrachteten Schicht) folgen. Dies ist stets dann gegeben, wenn die Verweilzeit der Moleküle im angeregten Zustand groß ist gegenüber der mittleren Zeit zwischen den Zusammenstößen zweier Moleküle. Die Verweilzeit im angeregten Zustand ist für verschiedene Gase und bei diesen wiederum für Rotation und Schwingung (z. B. 15  $\mu\text{m}$  Bande des  $\text{CO}_2$ ) verschieden, jedoch kann

man für meteorologische Fragestellungen generell annehmen, daß die Bedingung des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts in den unteren 50 km der Atmosphäre erfüllt ist.

### Literatur

- BORN, M.; WOLF, E.: Principles of optics. New York: Pergamon Press 1970.
- COULSON, K. L.: Solar and terrestrial radiation. New York: Academic Press 1975.
- GOODY, R. M.: Atmospheric radiation. Oxford at the Clarendon Press 1964.
- LIU, K.-N.: An introduction to atmospheric radiation. New York: Academic Press 1980.
- KONDRATYEV, K. Y.: Radiative heat exchange in the atmosphere. New York: Pergamon Press 1965.

# 3

H. QUENZEL

## Allgemeines zur Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie

Ein Strahlungsfeld wird aufgefaßt als elektromagnetisches Wellenfeld oder als Photonfeld, wobei die Photonen die Korpuskeln, die Quanten der Strahlung sind. Zur Beschreibung der Wechselwirkungsprozesse zwischen Strahlung und Materie wird für die Strahlung sowohl das Wellen- als auch das Photonenbild verwendet.

Findet Wechselwirkung zwischen Strahlung und Materie statt, so gibt ein Photon seine Energie an ein Atom oder Molekül oder einen Festkörper (Aerosolpartikel oder Wolkenteilchen oder Boden) ab und geht damit dem Strahlungsfeld verloren. Die Energie des Photons hebt ein Elektron in einen höheren Energiezustand oder ein Molekül oder einen Festkörper zusätzlich in einen höheren Rotations- oder/und Schwingungszustand.

Die aufgenommene Energie wird auf verschiedene Art wieder abgegeben:

Die Energie kann wieder abgegeben werden, in dem der angeregte Zustand spontan (nach etwa  $10^{-9}$ s) in den Ausgangszustand zurückgeht und dabei ein Photon aussendet, das sich von dem ursprünglich aufgenommenen Photon lediglich in seiner Bewegungsrichtung unterscheidet, nicht jedoch in seiner Frequenz, seiner Photonenergie. Diese Wechselwirkung heißt *Streuung*. Bei diesem Prozeß bleibt also das Photon im Strahlungsfeld enthalten, aber der direkte Strahl wird geschwächt.

Geht der angeregte Zustand spontan, aber in zwei Schritten in den Ausgangszustand zurück und war die Materie vor Aufnahme des Photons im Grundzustand, so werden zwei Photonen mit verschiedener, geringerer Energie ausgesandt, deren Energiesumme gleich oder geringer ist als die Energie des aufgenommenen Photons. Im letzten Fall bleibt die Materie in ei-

nem angeregten Zustand. War jedoch die Materie vor Aufnahme des Photons in einem angeregten Zustand, so ist in der Regel die Energie eines der beiden ausgesandten Photonen und immer die Energiesumme der beiden Photonen größer als die Energie des aufgenommenen Photons. Diese Wechselwirkungen heißen *Raman-Streuung*.

Wird die Energie nicht spontan, sondern zeitlich verzögert abgegeben, nennt man diese Wechselwirkung *Fluoreszenz* und *Phosphoreszenz*.

Geht bei einem Stoß des angeregten Moleküls mit einem anderen der angeregte Zustand in einen niedrigeren Zustand zurück, dann wird die freiwerdende Energie der kinetischen Energie der Moleküle zugeführt. Das führt zu einer Erwärmung des Gases oder Festkörpers. Diese Wechselwirkung wird als *Absorption* bezeichnet. Das Photon scheidet aus dem Strahlungsfeld aus; die Strahlung wird also durch Absorption geschwächt.

Der Begriff *Extinktion* bedeutet keine weitere Wechselwirkung, sondern wird verwendet, um die Schwächung von Strahlung durch Streuung und durch Absorption zu bezeichnen.

Die Wechselwirkung '*Streuung*' wird dann meist '*Reflexion*' genannt, wenn die Streuung an der Erdoberfläche auftritt; auch die Streuung von Wolken in den rückwärtigen Halbraum wird oft als Reflexion bezeichnet.

Eine andere fundamentale Wechselwirkung besteht darin, daß kinetische Energie der Moleküle (thermische Energie) in elektromagnetische Energie (Photonen) umgewandelt wird. Dabei werden Moleküle durch gegenseitige Stöße angeregt und die Anregungsenergie als Photon emittiert. Diese Wechselwirkung wird *Emission* genannt.

# 4

H. QUENZEL

## Streuung an Luftmolekülen und Aerosolpartikeln

Die Bestandteile der Atmosphäre lassen sich nach ihrer Größe in drei Klassen teilen, die Luftmoleküle mit Radien von ca.  $10^{-4}$   $\mu\text{m}$ , die Aerosolpartikel mit Radien von größenordnungsmäßig 0.01 bis 10  $\mu\text{m}$  und die Wolkenteilchen mit Radien von größenordnungsmäßig 10 bis 100  $\mu\text{m}$ .

Luftmoleküle streuen auf sie auftreffende Strahlung und absorbieren sie in ihren Banden (begrenzten Spektralbereichen) (s. Beitrag FISCHER). Die Aerosolpartikel absorbieren nicht in Banden, ihre Absorption ändert sich langsam mit der Wellenlänge. Die Streuung an Wassertropfen und Eiskristallen behandelt WENDLING (Beitrag 5).

Von jedem Teilchen, das von einer Primärwelle getroffen

wird, geht eine Sekundärwelle aus. Das Streuvermögen von Teilchen ist abhängig von ihrer Größe, ihrer geometrischen Form und ihrem Brechungsindex. Da es keine Photon-Photon-Wechselwirkung gibt und in der Atmosphäre die Teilchen einen so großen Abstand haben, daß die von den einzelnen Teilchen ausgehende Streustrahlung inkohärent ist (keine Interferenz zwischen der Streustrahlung verschiedener Teilchen), ist das Streustrahlungsfeld eines Teilchenkollektivs die Summe der Streustrahlungsfelder der Einzelteilchen.

Die Größe der Luftmoleküle ist klein gegenüber den Wellenlängen der in der Atmosphäre vorkommenden Strahlung. Ein einfaches Modell nimmt an, daß die Elektronen der von einer

Primärwelle getroffenen Luftmoleküle zu erzwungenen Schwingungen angeregt werden, so daß die Moleküle wie lineare (Hertzsche) Oszillatoren Sekundärwellen abstrahlen. LORD RAYLEIGH hat 1871 das Streuverhalten eines mit Luftmolekülen angefüllten Volumens angegeben, indem er die Maxwell'schen Gleichungen für den Fall, daß im Volumen dielektrische Kugeln statistisch verteilt sind, gelöst hat. Die Rayleigh'schen Lösungen beschreiben das Streuverhalten der Luft nur mit einer Genauigkeit von wenigen Prozent. Bessere Lösungen erhält man, wenn man die Luftmoleküle durch Ellipsoide annähert (GANS 1923). Die wahren Werte sind jedoch noch immer bis auf etwa 1% unbekannt (YOUNG 1980), eine Ungenauigkeit, die für gewisse Fernerkundungsaufgaben noch zu groß ist.

Die Winkelverteilung der gestreuten Strahlung (im Photonenbild ist das die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Photon in eine bestimmte Richtung gestreut wird) wird beschrieben durch die *normierte* oder *relative* Streufunktion  $P$ . Bei kugelförmigen streuenden Teilchen, ist die Streufunktion eine Funktion nur eines Winkels, des Streuwinkels  $\theta$ , des Winkels zwischen der neuen und der ursprünglichen Ausbreitungsrichtung. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon (wenn es überhaupt gestreut wird) in irgendeine Richtung der Kugel (Raumwinkel  $4\pi$ ) gestreut wird, ist eins. Deshalb gilt die Normierung

$$\frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} P(\theta) d\Omega = 1, \quad d\Omega = \text{Raumwinkelinkrement}$$

Die *absolute* Streufunktion gibt außer der Winkelverteilung auch die Stärke der Streustrahlung an. Absolute und normierte Streufunktionen sind durch den Streukoeffizienten  $\sigma_{s\lambda}$  verknüpft mit der Beziehung

$$P'(\theta) = \sigma_{s\lambda} \cdot P(\theta)$$

Für die Streuung der Luftmoleküle liefert die Rayleigh-Theorie

$$P_R(\theta) = \frac{3}{16} \cdot (1 + \cos^2 \theta)$$

Zur graphischen Darstellung der Streufunktion (Abb. 1) werden neben den üblichen kartesischen Koordinaten oft auch Polarkoordinaten verwendet.

Der Streukoeffizient der reinen Luft ist proportional zur Luftdichte und nimmt mit zunehmender Wellenlänge angenähert mit der vierten Potenz der Wellenlänge ab (Abb. 3), also

$$\sigma_{R\lambda} \sim \lambda^{-4}$$

Bei den sehr viel größeren Aerosolpartikeln, deren Radius von gleicher Größenordnung ist wie die Wellenlänge der Strahlung, und ebenso bei Wolkenteilchen, werden in verschiedenen Zonen des streuenden Teilchens Sekundärwellen angeregt, die jedoch kohärent sind und sich durch Interferenz in gewissen Streurichtungen teilweise auslöschen, teilweise verstärken. Diese streuenden Teilchen können auch verstanden werden als Multipole. Wegen der Interferenz ist die Streufunktion sehr ungleichmäßig mit starker Bevorzugung der Vorwärtstreuung.

MIE hat 1908 die Maxwell'schen Gleichungen gelöst für den Fall kugelförmiger Teilchen, deren Radien von gleicher Größenordnung sind wie die Wellenlänge der Strahlung. Allerdings gibt es — anders als bei der Rayleigh'schen Lösung — keine analytische Lösung, vielmehr wird die Lösung durch unendliche Reihen von Zylinderfunktionen beschrieben, die hier

nicht vorgestellt werden sollen. Ihre numerische Handhabung ist jedoch mit heutigen Computern problemlos.

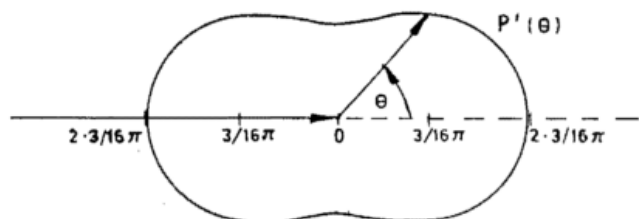
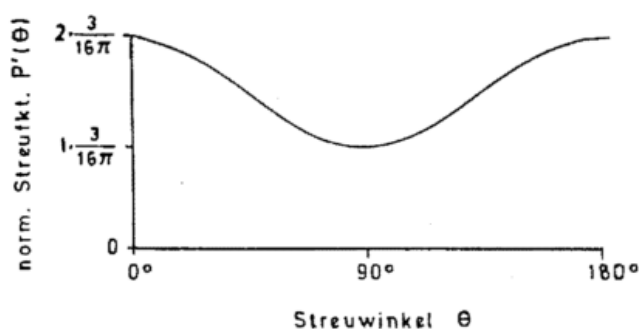


Abb. 1: Normierte Streufunktion  $P'(\theta)$  der Luftmoleküle (Rayleigh-Streuung) dargestellt in kartesischen Koordinaten (oben) und in Polarkoordinaten (unten)

Die mittlere Größenverteilung der Aerosolpartikeln kann nach JUNGE (1963) angenähert beschrieben werden durch  $dN(r)/dr \sim r^{-(\nu^*+1)}$  mit  $\nu^* = 3.3$ ,

wo  $N(r)$  die Zahl der Teilchen im Radialintervall zwischen  $r$  und  $r+dr$  ist.

Aus der Mie-Theorie folgt dann der Streukoeffizient der Aerosolpartikeln zu

$$\sigma_{M\lambda} \sim \lambda^{-1.3}$$

Der Wellenlängenexponent 1.3 wurde schon früher von ÅNGSTRÖM als Mittelwert aus sehr vielen optischen Messungen gefunden.

In der Regel sind jedoch die Aerosolgrößenverteilungen keine einfachen Potenzverteilungen, sondern können nach WHITBY (1975) durch drei log-normal-Verteilungen beschrieben werden.

Diese werden als „nucleation mode“ (Teilchengröße zwischen 0,001 und 0,1  $\mu\text{m}$ ), als „accumulation mode“ (Teilchengröße zwischen 0,1 und 1,0  $\mu\text{m}$ ) und als „coarse mode“ (Teilchengröße zwischen 1 und 10  $\mu\text{m}$ ) bezeichnet.

Die kleinsten Teilchen („nucleation mode“) sind optisch nicht wirksam.

In Abbildung 2 sind eine Junge-Verteilung  $\nu^* = 3.3$ , eine Größenverteilung für städtisches und eine für maritimes Aerosol dargestellt, wobei die letztgenannten durch jeweils zwei Whitby-Verteilungen („accumulation mode“ und „coarse mode“) angenähert sind. Die Abbildung zeigt die Zahl der Teilchen im Volumenintervall zwischen  $V$  und  $V+dV$  in logarithmischer Darstellung. Damit wird die Vielfalt der in der Natur vorkommenden Aerosolgrößenverteilungen weitgehend beschrieben.

Die Wellenlängenabhängigkeit des Extinktionskoeffizienten einer durch die oben genannten Moden definierten Aerosolgrößenverteilung ist nicht mehr einer Potenz der Wellenlänge proportional, kann jedoch wenigstens stückweise durch ein Potenzgesetz angenähert werden. Der Wellenlängenexponent kann auch Werte zwischen 0 und  $-2$  annehmen und in schmalen Spektralbereichen auch  $> 0$  werden.

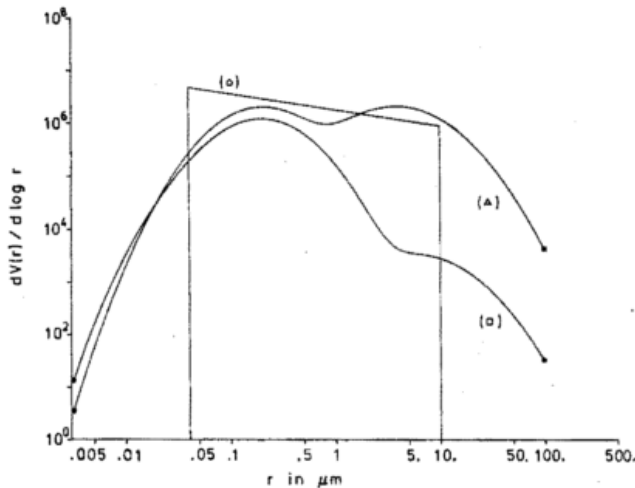


Abb. 2: Größenverteilungen für maritimes ( $\Delta$ ) und städtisches ( $\square$ ) Aerosol, sowie eine Potenzverteilung mit  $\nu^* = 3.3$  ( $\circ$ ), die eine Approximation mittlerer Verhältnisse darstellt

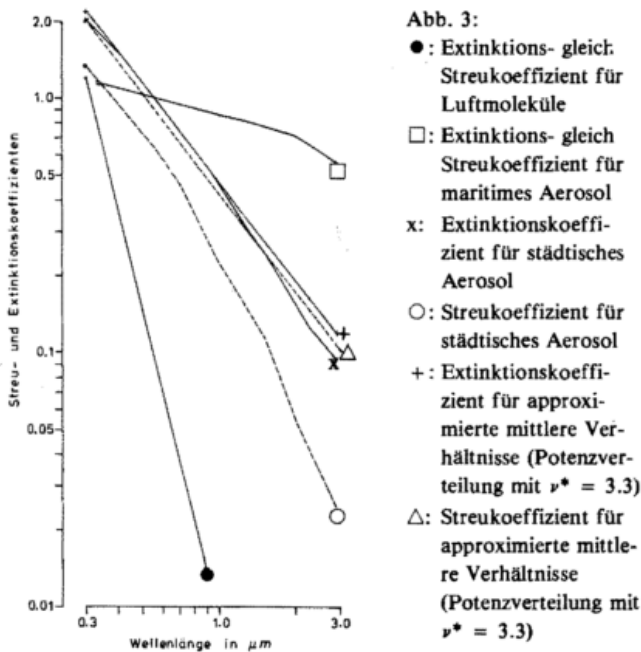


Abb. 3:  
 $\bullet$ : Extinktions- gleich: Streukoeffizient für Luftmoleküle  
 $\square$ : Extinktions- gleich: Streukoeffizient für maritimes Aerosol  
 $x$ : Extinktionskoeffizient für städtisches Aerosol  
 $\circ$ : Streukoeffizient für städtisches Aerosol  
 $+$ : Extinktionskoeffizient für approximierte mittlere Verhältnisse (Potenzverteilung mit  $\nu^* = 3.3$ )  
 $\Delta$ : Streukoeffizient für approximierte mittlere Verhältnisse (Potenzverteilung mit  $\nu^* = 3.3$ )

In Abbildung 3 sind die spektralen Verläufe der Extinktions- und Streukoeffizienten der Aerosolgrößenverteilungen der Abbildung 2 dargestellt. Die absoluten Werte sind stark abhängig von dem aktuellen Trübungszustand der Atmosphäre und sollen deshalb nicht betrachtet werden.

Die Streufunktion der drei in Abbildung 2 vorgestellten Aerosoltypen sind in Abbildung 4 wiedergegeben. Sie überdecken, wie schon bemerkt wurde, weitgehend die Variationsbreite der in der Atmosphäre vorkommenden Streufunktionen.

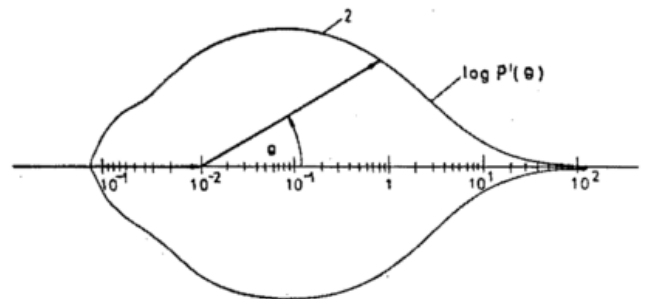
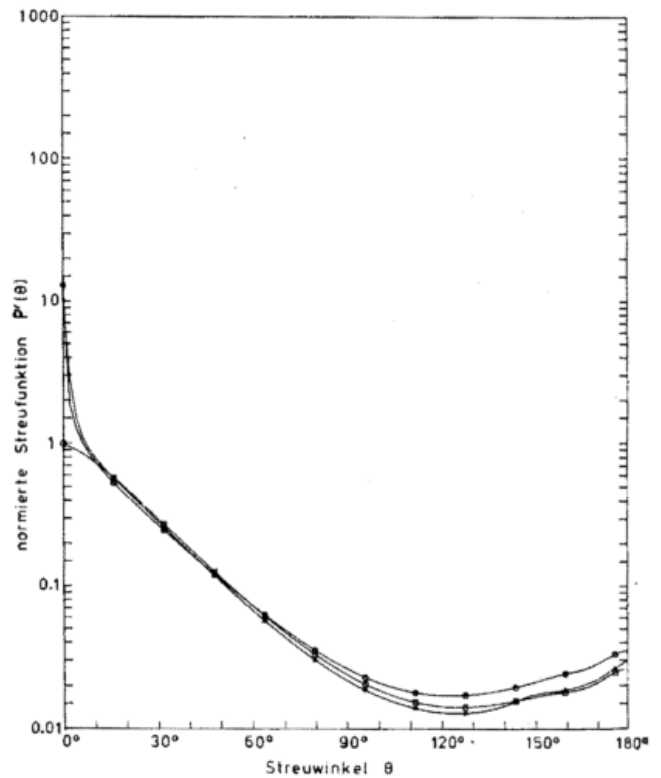


Abb. 4: Normierte Streufunktion  $P'(\theta)$  für 3 Aerosoltypen (Mie-Streufunktion) dargestellt in kartesischen Koordinaten mit logarithmisch geteilter Ordinate (oben) und für Aerosoltyp  $\circ$  in Polarkoordinaten mit logarithmisch geteilter Länge des Radiusvektors (unten)  
 $\Delta$ : maritimes Aerosol  
 $\square$ : städtisches Aerosol  
 $\circ$ : approximierte mittlere Verhältnisse (Potenzverteilung mit  $\nu^* = 3.3$ )

### Literatur

JUNGE, C. E.: Air chemistry and radioactivity. Internat. Geophys. Ser. 4 (1963).  
 WHITBY, K. T.: Modeling of atmospheric aerosol size distributions. Progr. Rep. on EPA Res. Grant No. R 800971, Rep. 253, Particle Tech. Lab., Univ. of Minneapolis 1975.  
 YOUNG, A. T.: Revised depolarization corrections for atmospheric extinction. Appl. Opt. 19 (1980) S. 3427—3428.

# Streuung des Lichtes an Wassertropfen und Eiskristallen

Die Lösung der Probleme des Strahlungstransportes durch planetare Atmosphären sowie der indirekten Sondierung erfordert unter anderem die Kenntnis des Streuverhaltens von Partikeln in der festen und flüssigen Phase. Speziell in der Meteorologie der Erdatmosphäre ist besonders der Einfluß von Wolkelementen (Wolkentröpfchen, Eiskristalle) auf den Strahlungs- und Energiehaushalt von erheblicher Bedeutung. Durch Streuung des Lichtes werden sowohl die diffuse Himmelsstrahlung als auch die direkte Sonnenstrahlung sowie deren spektrale Verteilung beeinflusst. In reiner Luft erfolgt die Streuung proportional zu  $\lambda^{-4}$ , so daß das Spektrum des Lichtes stark nach kurzen Wellenlängen verschoben ist. Die Mitwirkung von größeren Partikeln wie Wolkentröpfchen und Eiskristallen bewirkt eine schwächere Abhängigkeit von der Wellenlänge, so daß die Farbe des Himmels dem Weiß näherkommt. Die an den Partikeln einmal gestreute Strahlung kann weiter mehrfach gestreut und von Wolken oder dem Erdboden reflektiert werden. Im folgenden wird nur die Einfachstreuung an Wassertropfen und Eiskristallen behandelt.

Sind Form, Größe und Brechungsindex der Teilchen bekannt, so können exakte theoretische Lösungen des Streuproblems für den in der Erdatmosphäre vorkommenden Teilchengrößenbereich bisher nur für Kugeln (MIE 1908), Zylinder mit kreisförmigem oder elliptischem Querschnitt (WAIT 1955, YEH 1965), sowie für Rotationsellipsoide (ASANO u. SATO 1980) angegeben werden. Die rigorose Lösung der Maxwell'schen Gleichungen erfordert nämlich die Erfüllung von Randbedingungen auf der Partikeloberfläche, die nur dann analytisch zu erfüllen sind, wenn die Teilchenoberfläche mit einer Fläche des Koordinatensystems zusammenfällt.

## Streuung an Wassertropfen

Die in reinen Wasserwolken vorkommenden Partikeln umfassen einen Größenbereich von ca.  $0.1 \mu\text{m}$  (Kondensationskern) bis über  $100 \mu\text{m}$ . Aus direkten Zählungen und Untersuchungen der Wellenlängenabhängigkeit der Extinktion ist bekannt, daß das Größenspektrum kontinuierlich ist. In guter Näherung kann im betrachteten Größenbereich von der Kugelform der Tropfen ausgegangen werden und es ist üblich, die Streuung einer Tropfenverteilung nach der exakten, 1908 von MIE gegebenen Theorie zu berechnen. Für den Grenzfall sehr großer Teilchen ergibt sich eine Vereinfachung dieser Theorie durch die Gültigkeit der geometrischen Optik (s. a. folgender Abschnitt über Streuung an Eiskristallen). Einen Abriss der Theorie nach MIE und Ergebnisse von Berechnungen für eine Vielzahl von Dunst- und Wolkentröpfchengrößenverteilungen findet man bei DEIRMENDJIAN (1969) und bei YAMAMOTO et al. (1971).

Die Winkelabhängigkeit der gestreuten Strahlung wird durch die sogenannte normierte oder relative Streufunktion bestimmt, die aus der Überlagerung der Streufunktionen der einzelnen Partikelgrößen besteht. Für die Streuung unter kleineren Winkeln sind die größeren Partikeln trotz ihrer geringen Zahl wegen ihrer stärkeren Vorwärtsstreuung wichtiger, wäh-

rend für größere Winkel die kleineren Tröpfchen wegen ihrer größeren Zahl ausschlaggebend sind. Sind keine großen Tropfen vorhanden, dann ist die Streulichtabnahme mit zunehmendem Streuwinkel weniger stark. Je größer die Zahl der großen Tropfen ist, desto stärker wird die einfallende Strahlung in den Bereich kleiner Winkel gestreut (Vorwärtsstreuung) (s. a. Abb. 2).

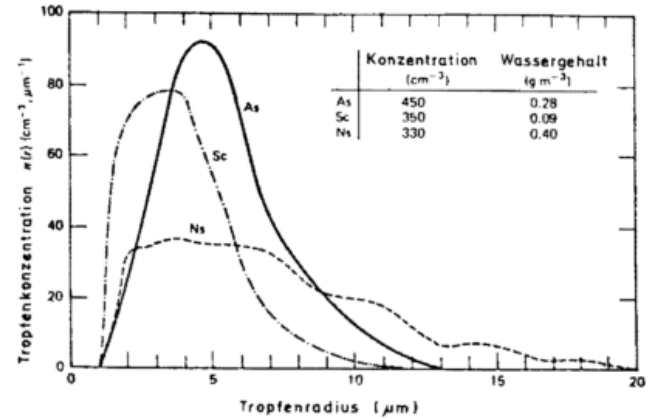


Abb. 1: Gemessene Tropfengrößenverteilungen für Nimbostratus, Altostratus und Stratocumulus nach DIEM (1942)

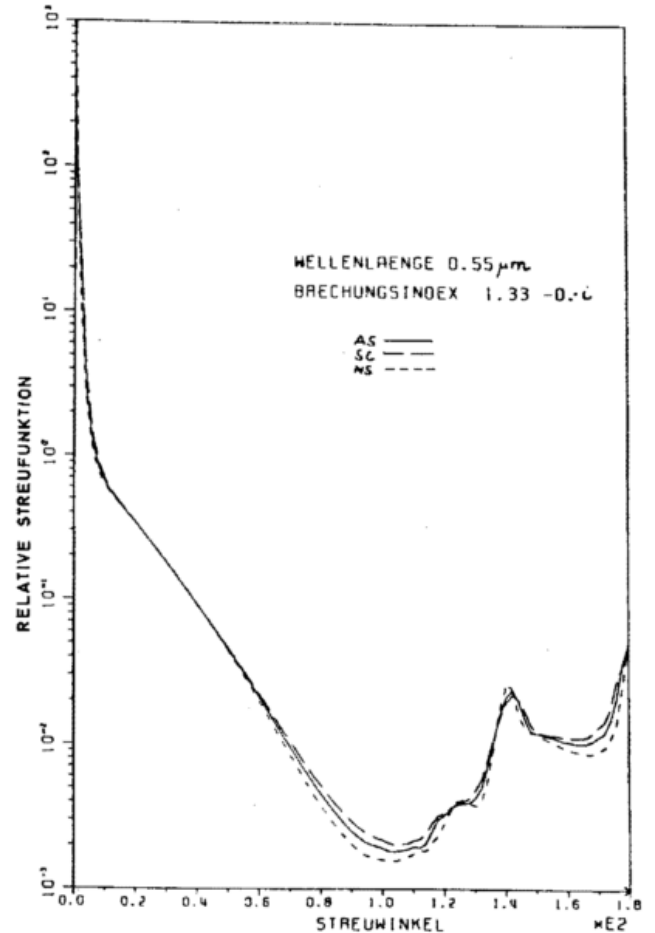


Abb. 2: Streufunktionen für die in Abb. 1 angegebenen Tropfengrößenverteilungen bei der Wellenlänge  $0.55 \mu\text{m}$

Für die in Abbildung 1 angegebenen Wolkentropfengrößenverteilungen nach DIEM (1942) haben YAMAMOTO et al. (1971) die in Abbildung 3 dargestellten Extinktions- und Streukoeffizienten als Funktion der Wellenlänge berechnet. Geprägt ist der spektrale Verlauf dieser Werte im wesentlichen durch das Größenspektrum der Tropfen und durch die spektrale Abhängigkeit des Brechungsindex von Wasser. Bemerkenswert ist das deutliche Minimum der Extinktion bei der Wellenlänge  $12 \mu\text{m}$ , was aber keineswegs bedeutet, daß Wolken bei dieser Wellenlänge transparent sind. Oberhalb von etwa  $25 \mu\text{m}$  erfolgt ein rascher Abfall der Extinktion mit  $\lambda^{-4}$ , da für große Wellenlängen die Streuung an Wolkentropfen als Rayleighstreuung zu behandeln ist. Nach kurzen Wellenlängen hin ( $< 5 \mu\text{m}$ ) ist die Extinktion nahezu grau, was an Hand von Sichtmessungen wiederholt bestätigt wurde. Die Extinktion liegt im allgemeinen leicht unterhalb der Werte von  $5 \mu\text{m}$ .

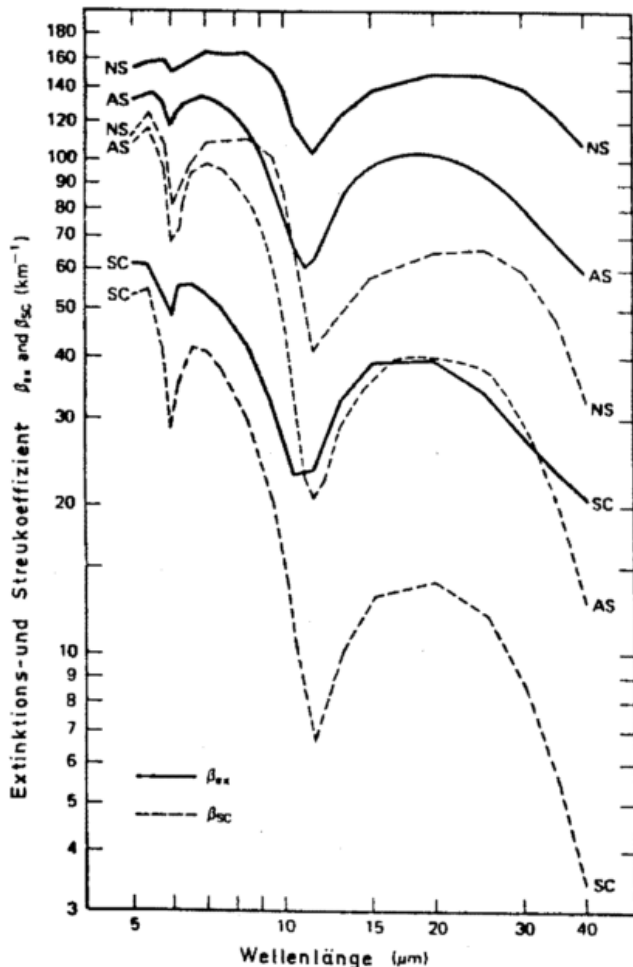


Abb. 3: Extinktions- und Streukoeffizienten für die Tropfengrößenverteilungen in Abb. 1 als Funktion der Wellenlänge nach YAMAMOTO et al. (1971)

### Streuung an Eiskristallen

In den in der Erdatmosphäre vorkommenden Eiswolken treten eine Vielzahl von Wachstumsformen auf. Bei den oft herrschenden geringen Übersättigungen und mit wachsender Unterkühlung beobachtet man im hexagonalen Gitter kristallisierende Formen wie Plättchen ( $\sim -3^\circ\text{C}$ ), Nadeln ( $\sim -7^\circ\text{C}$ ), wieder Plättchen ( $\sim -15^\circ\text{C}$ ) sowie Vollprismen ( $\sim -30^\circ\text{C}$ ).

Bei hohen Übersättigungen treten Hohlprismen und Dendriten (Schneesterne) auf.

Die oft an stratiformen Eiswolken beobachteten Haloerscheinungen deuten auf das Vorkommen von hexagonalen Vollprismen hin. Es war deshalb naheliegend, zur Lösung des Streuproblems an Eiskristallen zunächst von der Annahme unendlich langer Zylinder mit kreisförmigem Querschnitt auszugehen (LIOU 1972). Man erhält als Ergebnis dieser Lösung die auch gegenüber kugelförmigen Teilchen beobachtete erhöhte Seitwärtsstreuung. Wegen des kreisförmigen Teilchenquerschnitts erscheinen jedoch keine Halos, dafür aber zusätzliche Regenbögen. Von JACOBOWITZ (1971) wurde das Streuproblem für unendlich lange hexagonale Eiskristalle mit Hilfe der geometrischen Optik behandelt. Es konnte gezeigt werden, daß die im Winkelbereich des  $22^\circ$ -Halos gestreute Energie von gleicher Größenordnung ist wie die vorwärts gestreute Energie. WENDLING et al. (1979) benutzten eine statistische Methode, basierend auf der geometrischen Optik zur Lösung des Streuproblems für endlich lange hexagonale Eiskristalle. Gegenüber unendlich langen Kristallen ergibt sich eine erhöhte Rückwärtsstreuung, wie sie inzwischen auch in Experimenten im Labor (SASSEN u. LIOU 1979) und in der Atmosphäre (PLATT u. DILLEY 1984) nachgewiesen wurde. Die winkelabhängige relative Streuintensität konnte zum erstenmal auch für verschiedene Kristallformen wie Plättchen und Stäbchen in Abhängigkeit von der Orientierung der Kristalle angegeben werden. COLEMAN und LIOU (1981) erweiterten die Berechnung auf die beiden Hauptpolarisationsrichtungen und den Extinktionskoeffizienten, während CAI und LIOU (1982) auch Phasendifferenzen aufgrund der Reflexion und unterschiedlicher optischer Weglängen im Kristall berücksichtigten.

### Methode

Das Streuverhalten von Teilchen, deren Abmessungen sehr groß gegenüber der Wellenlänge sind, kann durch die geometrische Strahlenoptik beschrieben werden, wobei sich die gestreute Strahlung in drei Anteile aufspalten läßt:

- das am Rande der Partikel gebeugte Licht nach der Theorie von FRAUNHOFER,
- das an der Kristallfläche gespiegelte Licht,
- das durch das Partikel hindurchgegangene und dabei zweimal gebrochene Licht.

Die drei Strahlungsanteile können getrennt behandelt und dann addiert werden. Nach Berechnungen von LIOU und HANSON (1971) ist die Anwendung der geometrischen Optik bei kugelförmigen Teilchen für Größenparameter ( $\alpha = 2\pi r/\lambda$ ,  $r$  = Teilchenradius,  $\lambda$  = Wellenlänge)  $\alpha \geq 400$  gerechtfertigt. Neuere Berechnungen zeigen jedoch, daß dieser Grenzwert z. B. für zylinderförmige Teilchen in komplizierter Weise vom Einfallswinkel der Strahlung und der zu berechnenden Größe selbst (relative Streufunktion, Extinktionsquerschnitt usw.) abhängt (TAKANO u. TANAKA 1980). Da der Übergang zur geometrischen Optik sich jedoch nicht plötzlich vollzieht, kann angenommen werden, daß die bisher mit dieser Methode erhaltenen Ergebnisse in einem weiten Größenbereich gültig sind, zumal die mittlere Kristalllänge hexagonaler Prismen bei ca.  $200 \mu\text{m}$  liegt.

Im folgenden sei die Methode kurz beschrieben. Zur Gewinnung der Streumatrix geht man vom Zusammenhang zwischen dem Vektor der gestreuten und der einfallenden elektrischen Welle aus:

$$\begin{bmatrix} E_l \\ E_r \end{bmatrix}_{Z'OP} = \begin{bmatrix} A_2 & A_3 \\ A_4 & A_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E'_{x_0} \\ E'_{y_0} \end{bmatrix}_{Z'OX'} \quad (1)$$

l und r kennzeichnen die parallel und senkrecht zur Streuebene  $Z'OP$  schwingende Komponente des elektrischen Feldvektors der gestreuten Welle (Abb. 5),  $E'_{x_0}$  und  $E'_{y_0}$  sind die analogen Komponenten des Vektors der einfallenden Welle bezüglich der Einfallsebene  $Z'OX'$ .

Die sogenannten Amplitudenfunktionen  $A_1, A_2, A_3$  und  $A_4$  können, solange die Bedingungen der geometrischen Optik erfüllt sind, in einen Streu- (Reflexion und Brechung) und einen Beugungsanteil zerlegt werden:

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}^S + \mathbf{A}^B = \begin{bmatrix} A_2^S & A_3^S \\ A_4^S & A_1^S \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} A_2^B & A_3^B \\ A_4^B & A_1^B \end{bmatrix} \quad (2)$$

### Reflexion und Brechung

Für den Streuanteil aufgrund von Reflexion und Brechung ergibt sich:

$$A^S = \sum_q \{ \sum_n \delta(\theta - \theta_n; \phi - \phi_n) w_n C_n^S \exp[-ik\Delta\phi_n] \}_q \quad (3)$$

- q: Zahl der verwendeten Strahlenbündel
- n: Summationsindex für den Reflexionsanteil ( $n=1$ ), den zweimal gebrochenen Anteil ( $n=2$ ) und den Anteil mit interner Reflexion ( $n \geq 3$ )
- $\delta$ : Kronecker-Symbol
- $\theta, \phi$ : Erklärung s. Abb. 5
- $\Delta\phi_n$ : Phase zwischen den einzelnen Strahlanteilen verursacht durch Reflexion an den Kristallflächen und durch unterschiedliche optische Wege im Kristall. Der Imaginärteil der Phase berücksichtigt die Absorption des Kristalls (s. a. Einzelheiten bei CAI u. LIU (1982))
- $w_n$ : Gewichtungsfaktor, der aus Gründen der Energieerhaltung angebracht werden muß:

$$w_n^2 = \begin{cases} 1, & n = 1 \\ \frac{\cos \tau_n^i \cos \tau_n^t}{\cos \tau_n^i \cos \tau_n^t} \frac{m_t^2}{m_t^2 + m_i^2}, & n \geq 2 \end{cases}$$

$m = m_t + im_i$  ist das Verhältnis der Brechungsindizes von Luft ( $m_1$ ) und Eis ( $m_2$ ),  $\cos \tau_n^i$  ist der Kosinus des Winkels zwischen Lot auf der jeweiligen Kristallfläche und der Richtung des einfallenden (i) bzw. hindurchgehenden Strahlenbündels (t).

Beim Durchgang durch den Kristall bleibt die beim Strahleneintritt festgelegte Eintrittsebene, die aus Flächenlot und Strahlrichtung gebildet wird, nur bei parallelen Kristallflächen erhalten, ansonsten erfolgt eine Drehung der Eintrittsebene. Zur Berechnung der einzelnen Strahlanteile ist es deshalb notwendig neben einem kristallfesten Koordinatensystem  $OXYZ$  (Koordinatenursprung  $O$  im Mittelpunkt des Hexagons, Abb. 4) weitere Koordinatensysteme zu verwenden wie  $OX'Y'Z'$  mit  $OZ'$  als Richtung des einfallenden Strahls, das System  $OX_iY_iZ_i$  mit  $OZ_i$  als einfallendem Strahl in Richtung  $OZ'$  so-

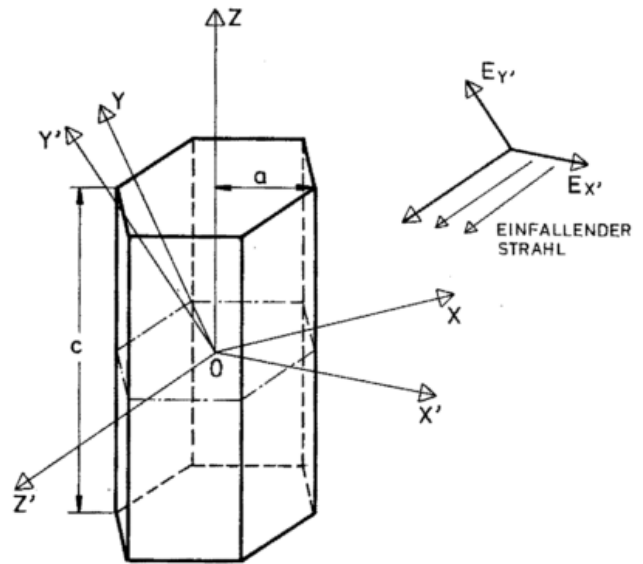


Abb. 4: Lage des hexagonalen Eiskristalls mit festem Koordinatensystem  $OXYZ$  ( $x$ -Achse senkrecht zu einer Kristallfläche) bezüglich eines mit dem einfallenden Strahl verbundenen Koordinatensystems  $OX'Y'Z'$  ( $OZ'$  — Richtung des einfallenden Strahls,  $OX'$  und  $OY'$  Richtungen der Komponenten des elektrischen Feldvektors). Die Kristalllänge ist gekennzeichnet durch  $c$ , der Durchmesser durch  $2a$

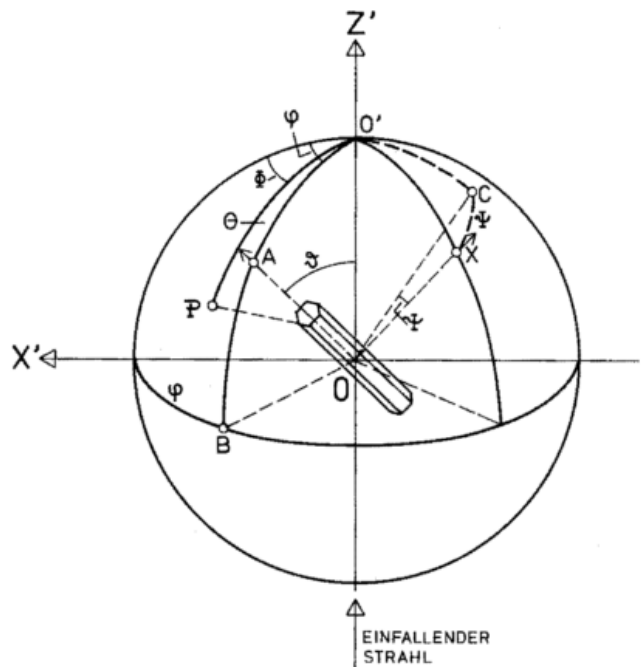


Abb. 5: Geometrie zur Streuung an einem hexagonalen Eiskristall mit beliebiger Orientierung im Raum. Die Streuebene ist gegeben durch  $Z'OP$ , die Einfallsebene durch  $Z'OX'$ . Der gestreute Strahl ist festgelegt durch den Streuwinkel  $\theta$  und das Streuazimut  $\phi$ , die Lage des Kristalls bezüglich des Koordinatensystems  $OX'Z'$  durch die Winkel  $\theta, \phi$  und  $\psi$ . Der Winkel  $\psi$  kennzeichnet die Lage der  $x$ -Achse (Senkrechte auf einer Kristallfläche) bezüglich des Schnittpunktes  $C$  der  $(x, y)$ -Ebene mit der Bogenlinie  $BOA'C$

wie  $OX_1^i$  parallel und  $OY_1^i$  senkrecht zur Einfallsebene, und schließlich die beiden Koordinatensysteme  $OX_1^i Y_1^i Z_1^i$  und  $OX_2^i Y_2^i Z_2^i$  mit  $OZ_1^i$  und  $OZ_2^i$  als den Richtungen des reflektierten (r) und hindurchgehenden Strahls (t). Die Richtungen  $OX_1^i$  und  $OX_2^i$  liegen in der Eintrittsebene sowie  $OY_1^i$ ,  $OY_2^i$  senkrecht zu dieser. Die Matrix  $C_n^s$ , deren Elemente die Amplituden der einzelnen Strahlanteile darstellen, läßt sich dann beschreiben:

$$\begin{aligned} C_1^s &= (S_1 N_1) R_1 P_1 \\ C_2^s &= (S_2 N_2) T_2 P_2 T_1 P_1 \\ &\vdots \\ C_n^s &= (S_n N_n) T_n P_n R_{n-1} P_{n-1} \dots R_2 P_2 T_1 P_1 \end{aligned} \quad (4)$$

Die Matrix  $P_1$  transformiert die Komponenten des Vektors der einfallenden elektrischen Welle  $E'_{x_0}$  und  $E'_{y_0}$  in das Koordinatensystem  $OX_1^i Y_1^i Z_1^i$  (mit Einfallsebene = Koordinatenebene), bzw.  $P_n$  die Vektorkomponenten vom System  $OX_1^i Y_1^i Z_1^i$  (für  $n=2$ ) oder von  $OX_{n-1}^i Y_{n-1}^i Z_{n-1}^i$  (für  $n \geq 3$ ) in das System  $OX_n^i Y_n^i Z_n^i$ . Erst in den so transformierten Koordinatensystemen lassen sich die Fresnelgleichungen zur Berechnung des reflektierten und gebrochenen Strahlanteils anwenden.  $P_n$  hat die Form:

$$P_n = \begin{bmatrix} \cos \phi_n^i & \sin \phi_n^i \\ -\sin \phi_n^i & \cos \phi_n^i \end{bmatrix} \quad (5)$$

$\phi_n^i$  stellt den Winkel zwischen den Achsen  $OX'$  und  $OX_1^i$  dar,  $\phi_n^i$  den Winkel zwischen den Achsen  $OX_1^i$  und  $OX_2^i$  ( $n=2$ ) oder zwischen  $OX_{n-1}^i$  und  $OX_n^i$  ( $n \geq 3$ ). Es gilt:

$$\cos \phi_n^i = \frac{\cos \chi_n}{\sin \omega_n}, \quad \sin \phi_n^i = \frac{\cos \psi_n}{\sin \omega_n} \quad (6)$$

wobei  $\cos \chi_n$ ,  $\cos \psi_n$  und  $\cos \omega_n$  die Richtungskosinuse der Flächennormalen  $\mathbf{n}$  bezüglich des Koordinatensystems  $OX'Y'Z'$  ( $n=1$ ), bezüglich  $OX_1^i Y_1^i Z_1^i$  ( $n=2$ ) oder bezüglich  $OX_{n-1}^i Y_{n-1}^i Z_{n-1}^i$  ( $n \geq 3$ ) darstellen. Falls keine Totalreflexion auftritt, gilt für den Winkel zwischen gebrochenem Strahl und Flächenlot (Snellius-Gesetz):

$$\begin{aligned} \cos \tau_1^i &= \cos \omega_1, \quad \sin \tau_1^i = \sin \tau_1^i / m \quad (n=1) \\ \cos \tau_n^i &= \cos \omega_n, \quad \sin \tau_n^i = m \sin \tau_n^i \quad (n > 1) \end{aligned} \quad (7)$$

Die die Aufteilung des einfallenden Strahls bestimmenden Reflexions- und Transmissionsmatrizen lauten:

$$R = \begin{bmatrix} R_{x_n} & 0 \\ 0 & R_{y_n} \end{bmatrix}, \quad T = \begin{bmatrix} T_{x_n} & 0 \\ 0 & T_{y_n} \end{bmatrix} \quad (8)$$

$$R_{x_n} = -\frac{m_2 \cos \tau_n^i - m_1 \cos \tau_n^i}{m_2 \cos \tau_n^i + m_1 \cos \tau_n^i}, \quad R_{y_n} = -\frac{m_1 \cos \tau_n^i - m_2 \cos \tau_n^i}{m_1 \cos \tau_n^i + m_2 \cos \tau_n^i}$$

$$T_{x_n} = \frac{2m_1 \cos \tau_n^i}{m_1 \cos \tau_n^i + m_2 \cos \tau_n^i}, \quad T_{y_n} = \frac{2m_1 \cos \tau_n^i}{m_1 \cos \tau_n^i + m_2 \cos \tau_n^i} \quad (9)$$

$m_1$  ist der Brechungsindex für Eis,  $m_2$  derjenige für Luft (für  $n=1$  sind  $m_1$  und  $m_2$  zu vertauschen). Im Falle der Totalreflexion sind  $T_{x_n} = T_{y_n} = 0$  und für  $R_{x_n}$  und  $R_{y_n}$  sind veränderte Werte einzusetzen (BORN u. WOLF 1975). Die für  $n=1$  reflektierten bzw. für  $n=n$  hindurchgehenden Komponenten des elektrischen Feldvektors sind am Ende auf die Streuebene zu transformieren. Dies geschieht durch Multiplikation

mit den Matrizen  $S_n$  und  $N_n$  ( $n=1, \dots, n$ ), die eine Funktion der Streuwinkel  $\theta$  und  $\phi$  sowie der Richtungskosinuse der gestreuten Strahlen bezüglich des Koordinatensystems  $OX'Y'Z'$  sind.

Die Berechnung des Strahldurchganges durch den Kristall, d.h. der Eintrittspunkte auf den jeweiligen Kristallflächen und der absoluten Strahlrichtung im Raum nach Reflexion und Brechung, erfolgt mit bekannten Methoden der analytischen Geometrie. COLEMAN und LIOU (1981) sowie CAI und LIOU (1982) verfolgen Strahlen, die in festgelegten Abständen auf den Kristall auftreffen, während bei WENDLING et al. (1979) die einfallenden Strahlen (Richtung und Auftreffpunkt) mit einem statistischen Verfahren ausgewählt werden.

### Beugung

Zur Berechnung des Beugungsanteiles  $A^B$  der Amplitude der gestreuten Welle geht man von der Gültigkeit der Fraunhofer-Beugung aus, d.h. von der Annahme, daß die Abmessung der Beugungsöffnung klein sei gegen ihre Entfernung von Beobachter und Lichtquelle. Dies ist bei den meteorologischen Anwendungen der Fall. Weiter machen wir vom Babinet'schen Prinzip Gebrauch, wonach komplementäre Beugungsanordnungen (wie z.B. Schirm mit kreisförmiger Blendenöffnung und kreisförmige Blende) intensitätsgleiche Beugungsbilder liefern. In den früheren Arbeiten (WENDLING et al. 1979) wurde der Beugungsanteil für hexagonale Säulenkristalle durch die Beugung an einer rechteckigen Blendenöffnung, derjenige für hexagonale Plättchenkristalle durch eine kreisförmige Blendenöffnung approximiert. CAI und LIOU (1982) verfeinerten dieses Verfahren, indem sie von der senkrecht zur Strahlrichtung projizierten Kristallfläche zur Berechnung der Beugungsintensität ausgingen.

### Streumatrix

Die Stokesparameter des gestreuten Lichtes sind nach VAN DE HULST (1975) gegeben durch:

$$\begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \mathbf{F}(\theta, \phi) \begin{bmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \\ V_0 \end{bmatrix}, \quad (10)$$

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2}(M_2 + M_3 + M_4 + M_1) & \frac{1}{2}(M_2 - M_3 + M_4 - M_1) & S_{23} + S_{41} & D_{23} + D_{41} \\ \frac{1}{2}(M_2 + M_3 - M_4 - M_1) & \frac{1}{2}(M_2 - M_3 - M_4 + M_1) & S_{23} - S_{41} & D_{23} - D_{41} \\ S_{24} + S_{31} & S_{24} - S_{31} & S_{21} + S_{34} & D_{21} - D_{34} \\ D_{24} + D_{13} & D_{42} - D_{13} & D_{12} + D_{43} & S_{21} - S_{34} \end{bmatrix}$$

$$\begin{aligned} \text{mit } M_k &= A_k A_k^* = |A_k|^2 \\ S_{kl} &= S_{lk} = \frac{1}{2}(A_l A_k^* + A_k A_l^*) \\ -D_{kl} &= D_{lk} = \frac{1}{2}(A_l A_k^* - A_k A_l^*); \\ & \quad l, k = 1, 2, 3, 4; i = \sqrt{-1} \end{aligned}$$

Nach Definition ist die Phasenmatrix:

$$\mathbf{P} = \mathbf{C}\mathbf{F} \quad (11)$$

wobei  $C = 4\pi/\sigma_s$  und  $\sigma_s$  der Streuquerschnitt ist:

$$\sigma_s = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi (E_r E_r^* + E_t E_t^*) \sin \theta \, d\theta \, d\phi \quad (12)$$

Die Normierung ist wie folgt festgelegt:

$$\frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} P_{ii} \, d\Omega = 1 \quad (13)$$

Es läßt sich zeigen, daß die Phasenmatrix für Partikel mit beliebiger Orientierung im Raum nur sechs unabhängige Elemente in folgender Anordnung enthält:

$$\mathbf{P} = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} & 0 & 0 \\ P_{12} & P_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_{33} & -P_{43} \\ 0 & 0 & P_{43} & P_{44} \end{bmatrix} \quad (14)$$

Wie aus der in Abbildung 5 dargestellten Streugeometrie hervorgeht, sind die Glieder der Phasenmatrix bei beliebiger Orientierung der Kristalle im Raum unabhängig vom Streuzi-  
mut  $\phi$  und die Phasenmatrix ergibt sich nach Mittelung über die Kristallorientierungswinkel zu:

$$\mathbf{P}(\theta) = \frac{1}{8\pi^2} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \mathbf{P}(\theta, \vartheta, \varphi, \psi) \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi \, d\psi \quad (15)$$

### Ergebnisse

In Abbildung 6 ist die Phasenfunktion  $P_{11}$  bei der Wellenlänge  $0.55 \mu\text{m}$  für Eiskristalle in der Form von Säulen, Plättchen und Kugeln aufgetragen. Unabhängig von der Form wurde dabei das gleiche Partikelvolumen angenommen. Die Phase der einzelnen Strahlenbündel ist hier nicht berücksichtigt. Nach den vorliegenden Berechnungen scheint sich die Berücksichtigung der Phase zumindest auf die Phasenfunktion  $P_{11}$  kaum auszuwirken. Deutlich zu erkennen sind in Abbildung 6 die für hexagonale Eiskristalle typischen Bereiche mit großer Streuintensität: die äußerst starke Vorwärtsstreuung der Beugung und der direkte Strahldurchgang durch parallele Kristallflächen, der  $22^\circ$ -Halo (zweimalige Brechung), der  $46^\circ$ -Halo (zweimalige Brechung an den Kristallendflächen), das relative Streumaximum zwischen  $150^\circ$  und  $160^\circ$  (eine interne Reflexion) sowie die durch Reflexion an den Kristallendflächen hervorgerufene, starke Rückwärtsstreuung. Bemerkenswert ist, daß sich letztere nicht ergibt, wenn die Rechnung für unendlich lange Kristalle durchgeführt wird. Plättchenkristalle mit gleichem Volumen streuen im Seitwärtsbereich weniger stark als Säulenkristalle, jedoch erheblich mehr als Kugeln mit gleichem Volumen. Andererseits streuen Plättchen am stärksten in die Vorwärtsrichtung, da sie bei gleichem Volumen den größten Querschnitt besitzen, der in die Berechnung der Beugungsintensität direkt eingeht. Aufgrund der geringeren Kristalllänge sind der  $22^\circ$ -Halo und das Streumaximum zwischen  $150^\circ$  und  $160^\circ$  bei Plättchen weniger stark ausgeprägt als bei Säulen, während der  $46^\circ$ -Halo in seiner Intensität nahezu erhalten bleibt.

Die hier dargestellten Ergebnisse gelten für idealisierte Kristallformen. Es fragt sich, inwieweit diese überhaupt in der Natur vorkommen, um die Anwendung der Theorie zu erlauben. Nach bisher vorliegenden Messungen der Lidarrückstreuung an Eiskwolken in der Atmosphäre (PLATT u. DILLEY 1984) ergibt sich vor allem im  $22^\circ$ -Halobereich eine gute Übereinstimmung mit der hier dargestellten Theorie (Abb. 7). Im Winkelbereich zwischen  $40^\circ$  und  $160^\circ$  zeigen die Messungen jedoch höhere, im Rückwärtsbereich geringere Streuintensitäten. Der mögliche Lufteinschluß in den Kristallen bzw. auch Abweichungen von der hexagonalen Kristallform (Vorkommen von Büschelkristallen etc.) könnten die Ursache hierfür sein.

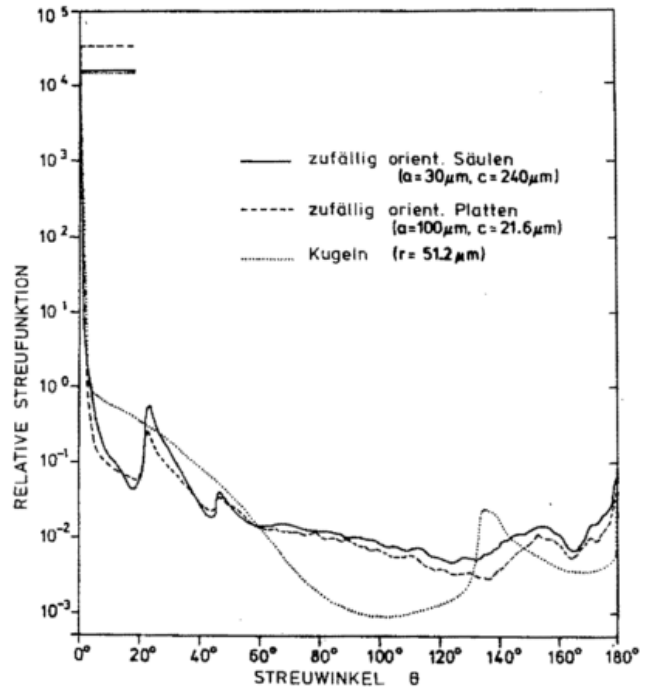


Abb. 6: Streufunktionen bei der Wellenlänge  $0.55 \mu\text{m}$  für verschiedene Eiskristallformen (Säulen, Plättchen, Kugeln) bei gleichem Kristallvolumen

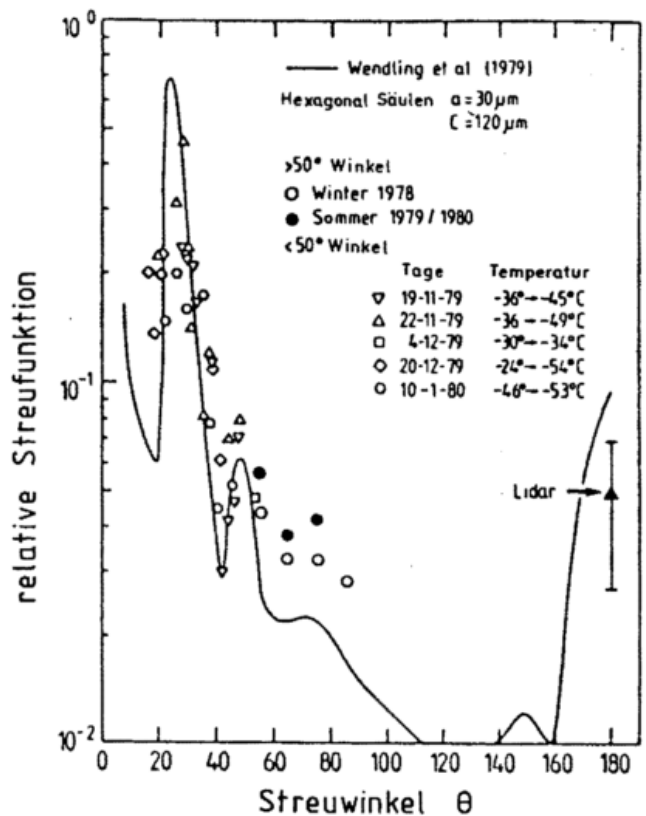


Abb. 7: Vergleich berechneter und in der Atmosphäre gemessener Streufunktionen nach PLATT und DILLEY (1984)

### Extinktions- und Streuquerschnitt

Zur Berechnung der Strahlungsübertragung in der Atmosphäre durch Eiskwolken müssen neben der Phasenfunktion auch die Streu- und Extinktionsquerschnitte bekannt sein. Nach

dem Babinetschen Theorem wird sowohl bei der Beugung als auch bei der Brechung und Reflexion der volle geometrische Teilchenquerschnitt  $Q$  (gemittelt über die Orientierung im Raum) wirksam, d. h.

$$\sigma_E = \frac{F_s + F_B + F_A}{F_E/Q} = 2Q \quad (16)$$

( $F_s$  = gestreuter Strahlungsfluß (Reflexion + Brechung),  $F_A$  und  $F_B$  = absorbiertes (A) und durch Beugung gestreutes (B) Strahlungsfluß,  $F_E$  = einfallender Strahlungsfluß) wobei der einfallende Fluß sowohl gleich  $F_B$  als auch gleich  $F_s + F_A$  ist.

Für den Streuquerschnitt  $\sigma_s$  und die Albedo für Einfachstreuung  $\omega_0$  erhalten wir entsprechend:

$$\sigma_s = \frac{F_B + F_s}{F_E/Q} = Q \left(1 + \frac{F_s}{F_E}\right) \quad (17)$$

$$\omega_0 = \frac{\sigma_s}{\sigma_E} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{F_s}{F_E}\right) \quad (18)$$

Eine einfache Überlegung zeigt (VAN DE HULST 1957), daß der mittlere geometrische Querschnitt von Partikeln mit konvexer Oberfläche, die im Raum beliebig orientiert sind, gleich einem Viertel der Partikeloberfläche ist. Diese ist gegeben durch:

$$S = 6ac + 3a^2\sqrt{3} \quad (\text{s. a. Abb. 4}) \quad (19)$$

( $c$  = Kristalllänge,  $2a$  Kristalldurchmesser)

Ausgehend von diesen Überlegungen ergeben sich dann z. B. für eine Eiskristallkonzentration von  $0.05 \text{ cm}^{-3}$  für die meteorologisch wichtigen Spektralbereiche bei  $0.55 \mu\text{m}$  und im terrestrischen Fenster zwischen  $8$  und  $12 \mu\text{m}$  die in Tabelle 1 angegebenen Werte.

Tab. 1: Extinktionskoeffizient und Albedo für Einfachstreuung für verschiedene Kristallformen mit gleichem Volumen im Wellenlängenbereich bei  $0.55 \mu\text{m}$  und zwischen  $8$  und  $12 \mu\text{m}$  (Kristallkonzentration:  $0.05 \text{ cm}^{-3}$ )

	Spektralbereich			
	0,55 $\mu\text{m}$		8–12 $\mu\text{m}$	
	$\sigma_E(\text{km}^{-1})$	$\omega_0$	$\sigma_E(\text{km}^{-1})$	$\omega_0$
Säulen ( $a = 30 \mu\text{m}$ , $c = 240 \mu\text{m}$ )	1,197	1.	1,197	0,561
Plättchen ( $a = 100 \mu\text{m}$ , $c = 21,6 \mu\text{m}$ )	1,623	1.	1,623	0,592
Kugeln ( $r = 51 \mu\text{m}$ )	0,824	1.	0,920	0,508

Die Anwendung der geometrischen Optik ist im terrestrischen Spektralbereich insbesondere für kleine Eiskristalle fragwürdig, da deren Dimensionen durchaus in der Größenordnung der Wellenlänge liegen können. Welche Lösungen sich hier anbieten, ist Gegenstand der aktuellen Forschung. Möglicherweise können Eiskristalle bezüglich ihres Streuverhaltens in

geeigneter Weise durch Rotationsellipsoide angenähert werden, für deren Streuverhalten inzwischen exakte Lösungen angegeben wurden (ASANO u. SATO 1980). Aber auch deren rechnerische Durchführung ist zur Zeit noch mit einem hohen Aufwand verbunden.

## Literatur

- ASANO, S.; SATO, M.: Light scattering by randomly oriented spheroidal particles. *Appl. Opt.* 19 (1980) S. 962.
- CAI, Q.; LIOU, K. N.: Polarized light scattering by hexagonal ice crystals: Theory. *Appl. Opt.* 21 (1982) S. 3569.
- COLEMAN, R. F.; LIOU, K. N.: Light scattering by hexagonal ice crystals. *J. atmos. Sci.* 38 (1981) S. 1260.
- DEIRMENDJIAN, D.: Electromagnetic scattering on spherical polydispersions. New York: Elsevier 1969.
- DIEM, M.: Messung der Größe von Wolkenelementen. *Ann. Hydrol. Meteorol.* 32 (1942) S. 142.
- JACOBOWITZ, H.: A method for computing the transfer of solar radiation through clouds of hexagonal ice crystals. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 11 (1971) S. 691.
- LIU, K. N.: Light scattering by ice clouds in the visible and infrared: A theoretical study. *J. atmos. Sci.* 29 (1972) S. 524.
- LIU, K. N.; HANSON, J. E.: Intensity and polarization for single scattering by polydisperse spheres. A comparison of ray optics and Mie Theory. *J. atmos. Sci.* 28 (1971) S. 995.
- MIE, G.: Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Ann. Physik* 4 (1908) S. 377.
- PLATT, C. M. R.; DILLEY, A. C.: Determination of the cirrus particle single scattering phase function from lidar and radiometric data. *Appl. Opt.* 23 (1984) S. 380.
- SASSEN, K.; LIOU, K. N.: Scattering of polarized laser light by water droplet, mixed phase and ice crystal clouds. Part I: Angular scattering patterns. *J. atmos. Sci.* 36 (1979) S. 553.
- TAKANO, Y.; TANAKA, M.: Phase matrix and cross sections for single scattering by circular cylinders: a comparison of ray optics and wave theory. *Appl. Opt.* 19 (1980) S. 2781.
- VAN DE HULST, H. C.: Light scattering by small particles. New York: J. Wiley & Sons 1957.
- YAMAMOTO, G. et al.: Table of scattering function of infrared radiation for water clouds. NOAA-Techn. Rep. NESS 57 No. Com-71-50312, GPO, Washington, D.C. 1971.
- WAIT, J. R.: Scattering of a plane wave from a circular dielectric cylinder at oblique incidence. *Can. J. Phys.* 33 (1980) S. 189.
- WENDLING, P.; WENDLING, R.; WEICKMANN, H. K.: Scattering of solar radiation by hexagonal ice crystals. *Appl. Opt.* 18 (1979) S. 2663.
- YEH, C.: Backscattering cross section of a dielectric elliptical cylinder. *J. Opt. Soc. Amer.* 55 (1965) S. 309.

# 6

H. FISCHER

## Absorption und Emission

### 1 Zusammenhang zwischen Absorption und Emission

Die beiden grundlegenden Strahlungsgesetze von PLANCK und KIRCHHOFF (s. Beitrag 2) definieren den Zusammenhang zwischen Absorption und Emission eines Körpers. Das Kirchhoffsche Gesetz setzt thermodynamisches Gleichgewicht voraus, d.h. gleichförmige Temperatur- und isotrope Strahlungsverteilung. Diese Bedingungen sind in der Troposphäre und Stratosphäre lokal mit guter Näherung erfüllt, so daß sich aus der Absorption der Gase, der flüssigen und der festen Körper deren Emission bei Kenntnis der Temperatur berechnen läßt. Im folgenden genügt es deshalb, nur die Absorption der atmosphärischen Bestandteile zu betrachten.

### 2 Absorption von Gasen

Bei der Untersuchung des Spektrums eines nicht gerade aus zwei gleichen Atomen bestehenden Moleküls findet man mehr oder weniger klar erkennbar drei Gruppen von Spektren, die sich durch ihre Lage auf der Wellenlängenskala wie durch ihre verschiedene Kompliziertheit im Aufbau deutlich voneinander unterscheiden. Abbildung 1 zeigt schematisch die Dreiteilung des Spektrums, die durch die Aufteilung der Gesamtenergie des Moleküls in die Elektronenanregungsenergie, die Schwingungsenergie der Atome gegeneinander und die Rotationsenergie des Moleküls zustande kommt. Das Rotationsspektrum liegt im fernen Infrarot und im Mikrowellenbereich und besteht aus einzelnen, deutlich voneinander separierten Spektrallinien, welche jeweils dem Übergang von einem diskreten Rotationszustand in einen anderen entsprechen. Die Rotationsschwingungsbanden im mittleren Infrarot entstehen durch Änderungen der Schwingung und der Rotation des Moleküls; das Zusammenwirken beider Energieformen bedingt die größere Linienzahl und Kompliziertheit dieser Spektren. Die hauptsächlich im ultravioletten Spektralgebiet gelegenen Bandenspektren entsprechen Änderungen aller drei Energieformen, wodurch die oft sehr komplexe Struktur dieser Elektronenspektren ihre Erklärung findet.

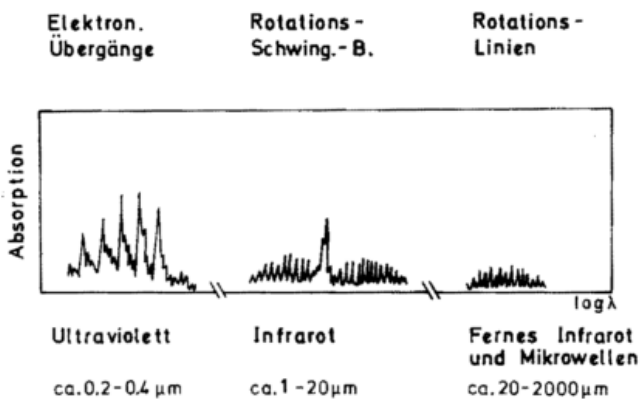


Abb. 1: Typische Absorptionsspektren von Molekülen (nach GJESING 1978)

Eine Spektrallinie entspricht einem bestimmten Übergang von einem diskreten Energieniveau des Moleküls zu einem anderen. Die endliche Breite dieser Spektrallinie ergibt sich im wesentlichen durch äußere Einflüsse auf diese beiden Energieniveaus, wie z. B. durch Zusammenstöße mit anderen Molekülen, und durch den Dopplereffekt.

In der Erdatmosphäre spielen die Rotationsschwingungsbanden der Gase durch ihre Lage im Spektrum eine wichtige Rolle. Aus diesem Grund soll eine dieser Banden, und zwar die 15  $\mu\text{m}$ -CO<sub>2</sub>-Banden, näher betrachtet werden. Abbildung 2 gibt

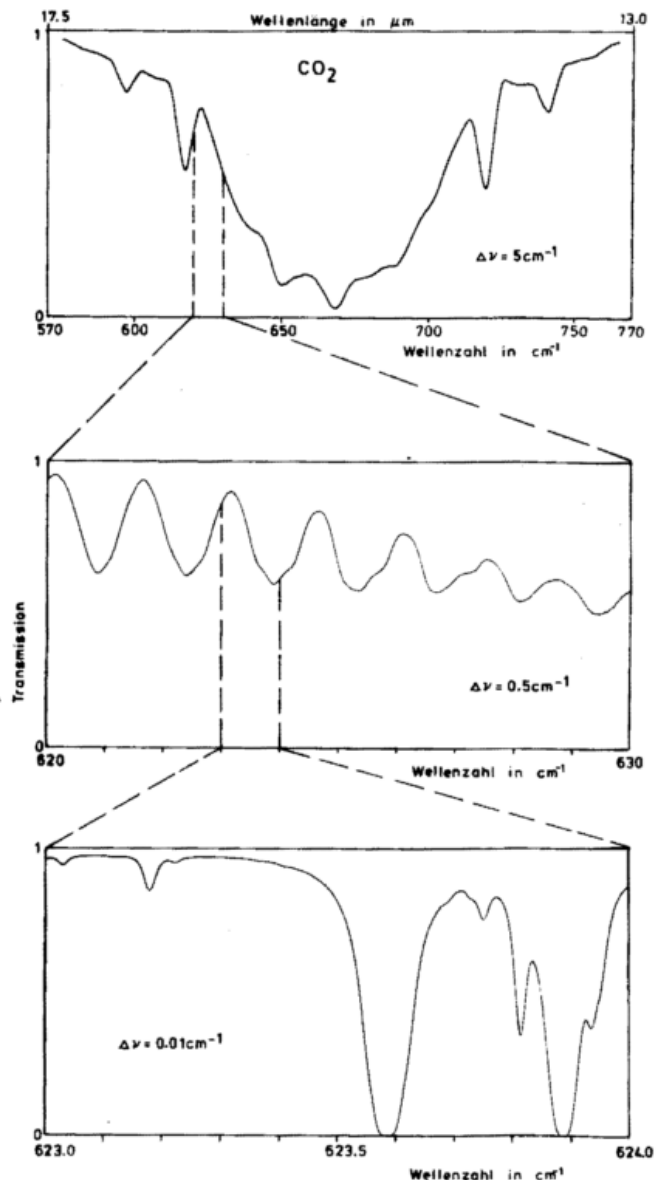


Abb. 2: 15  $\mu\text{m}$ -Banden des Kohlendioxids

Oberer Teil: Darstellung der gesamten Bande

Mittlerer Teil: Ausschnitt aus diesem Bereich mit höherer spektraler Auflösung

Unterer Teil: Ausschnitt aus dem in der Mitte dargestellten Spektrum mit nochmals gesteigerter Auflösung

einen Einblick in die Grob- und in die Feinstruktur dieser Bande durch Variation der spektralen Auflösung. Im allgemeinen besteht eine Rotationsschwingungsbande aus drei Zweigen: R-Zweig ( $\Delta J = +1$ , wobei  $J$  Rotationsquantenzahl), Q-Zweig ( $\Delta J = 0$ ) und P-Zweig ( $\Delta J = -1$ ). Allerdings überlagern sich der Rotationsschwingungsbande des Hauptisotops  $C^{12}O_2^{16}$  noch die entsprechenden Banden der weniger häufigen Nebenisotope. Bei Betrachtung eines kleinen Ausschnittes im R-Zweig der Bande mit höherer spektraler Auflösung (Bildmitte der Abb. 2) kommt eine vorher nicht erkennbare wellenlängenabhängige Struktur zum Vorschein. Eine nochmalige Steigerung der Auflösung um den Faktor 10 führt zur Separierung einzelner Spektrallinien. Die Abbildung 2 veranschaulicht, daß die Strahlungsübertragung in der Atmosphäre bereits für eine Rotationsschwingungsbande ein komplexes Problem darstellt.

Es sei noch erwähnt, daß die Absorption von kurzwelligem Photonen zur Ionisation eines Atoms bzw. Moleküls oder zur Dissoziation eines Moleküls führen kann. Die meisten dieser Prozesse laufen im Ultravioletten oder bei noch kürzeren Wellenlängen ab. Im sichtbaren Spektralbereich ist lediglich die schwache Chappuis-Bande erwähnenswert, die durch Dissoziation des Ozons bedingt ist.

### 3 Absorption von Flüssigkeiten und festen Körpern

Flüssigkeiten und feste Körper bestehen aus größeren Komplexen von gleichartigen Atomen oder Molekülen. Bei den Flüssigkeiten behalten die Teilchen durch die schwache Bindungsenergie oder durch die hohe Temperatur eine gewisse Beweglichkeit und die Regelmäßigkeit ihrer Anordnung ist gestört. Durch die gegenseitige Beeinflussung der Teilchen sind keine diskreten Energieniveaus mehr vorhanden. Flüssigkeiten und feste Körper weisen deshalb eine Kontinuumsabsorption auf, die von Strukturen ähnlich den Absorptionsbanden der Gase, jedoch ohne Feinstruktur, überlagert ist.

Am Beispiel des  $H_2O$  soll der Übergang vom Wasserdampf zum Wasser kurz beschrieben werden. Der Wasserdampf besitzt im nahen und mittleren Infrarot neun Hauptabsorptionsbanden, während das Wasser deren zwölf aufweist. Die Banden des Wassers sind außerdem stärker und zu längeren Wellenlängen hin verschoben. Wasser hat im Gegensatz zu Wasserdampf im Infraroten keine transparenten Spektralintervalle und es absorbiert in gewissem Maße auch Strahlung im Sichtbaren (Abb. 3). Auch bei Eis lassen sich noch Absorptionsbanden feststellen, welche im Vergleich zum Wasser noch ein wenig weiter zu längeren Wellenlängen hin verschoben sind.

### 4 Absorption in der Atmosphäre

Die Hauptbestandteile der Atmosphäre, nämlich Stickstoff  $N_2$  und Sauerstoff  $O_2$ , besitzen wegen ihrer symmetrischen Struktur keine Rotationsschwingungsbanden. Ihre optische Inaktivität beruht darauf, daß sie kein Dipol- bzw. Multipolmoment aufweisen. Aus diesem Grund resultiert die Bedeutung der mehratomigen Spurengase in der Atmosphäre, wie z. B.  $H_2O$ ,  $CO_2$  und  $O_3$ .

Im Ultravioletten findet sich eine nach HARTLEY genannte starke Bande des Ozons, durch die die Sonnenstrahlung unterhalb  $0,3 \mu m$  absorbiert wird. Zu längeren Wellenlängen hin

schließt die Huggins-Bande an und außerdem besitzt das  $O_3$  eine schwache Absorptionsbande im Sichtbaren. Mit dieser Ausnahme absorbieren die atmosphärischen Gase im Sichtbaren praktisch nicht. Im nahen und mittleren Infrarot befinden sich eine Reihe von Absorptionsbanden der Spurengase  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $O_3$  und anderer. Dies führt dazu, daß im mittleren Infrarot nur noch ein breites atmosphärisches Fenster im Bereich zwischen  $10 \mu m$  und  $12 \mu m$  (Abb. 4) existiert. Andere Spurengase, wie  $CH_4$  und  $N_2O$ , tragen durch ihre relativ hohe Konzentration auch zum Strahlungshaushalt der Atmosphäre bei. Die Bedeutung der sehr schwach konzentrierten Freone ist durch die Lage ihrer Absorptionsbanden im  $10-12 \mu m$ -Fenster bedingt.

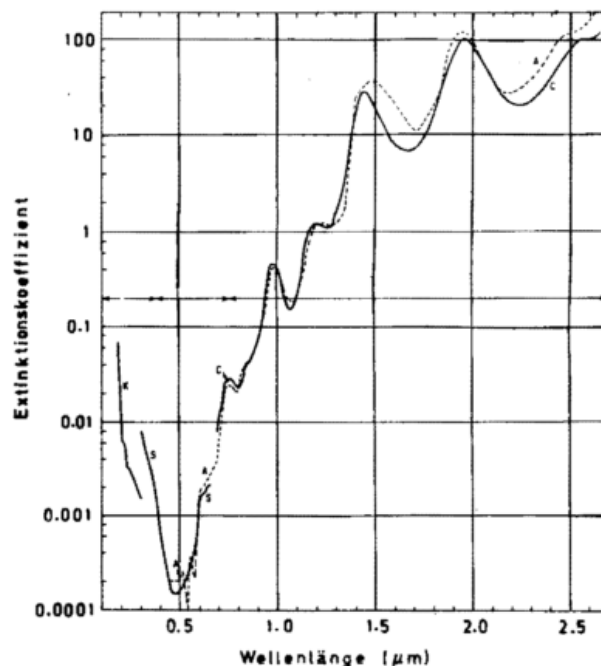


Abb. 3: Extinktion einer 1 cm dicken Wasserschicht (nach NEUMANN und PIERSON 1966); die unterschiedlichen Kurven basieren auf den Daten verschiedener Autoren

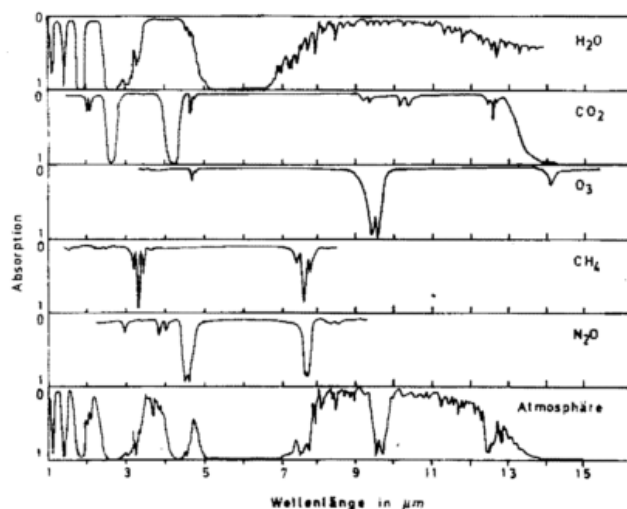


Abb. 4: Absorptionsbanden wichtiger atmosphärischer Gase im Infraroten und die Absorption der Atmosphäre

Ein beträchtlicher Teil der atmosphärischen Absorption im 10–12  $\mu\text{m}$ -Fenster stammt nicht von den relativ wenigen und schwachen Spektrallinien verschiedener Spurengase in diesem Bereich, sondern ist auf Kontinuumsabsorption zurückzuführen. Diese nahezu wellenlängenunabhängige Absorption rührt sehr wahrscheinlich von sogenannten Wasserdimeren (zwei schwach aneinander gebundene Wassermoleküle) her. Dieser Schluß basiert auf zwei experimentellen Ergebnissen: Zum einen weist die gemessene Kontinuumsabsorption eine quadratische Druckabhängigkeit auf und zum anderen nimmt sie mit zunehmender Temperatur ab. Eine endgültige wissenschaftliche Klärung der Ursache der Kontinuumsabsorption ist schwierig, da eine experimentelle Separation der Wasserdimere von einzelnen Wassermolekülen für atmosphärische Bedingungen prinzipiell nicht möglich ist. Aus neueren Untersuchungen läßt sich entnehmen, daß Zusammenlagerungen von mehr als zwei  $\text{H}_2\text{O}$ -Molekülen für diese Absorptionseffekte keine Rolle spielen sollten (SUCK et al. 1982).

Von Bedeutung ist in der Atmosphäre auch die Absorption durch Aerosole. Diese sind durch sehr unterschiedliche physikalische und chemische Eigenschaften gekennzeichnet. Die Verteilung des Aerosols in der Atmosphäre zeigt eine geschichtete Struktur. Die Berechnung der Absorption setzt die Kenntnis der Materialeigenschaften des Aerosols und der Größenverteilung sowie der relativen Feuchte in der Atmosphäre voraus. SHETTLE und FENN (1979) haben Absorptionskoeffizienten als Funktion der Wellenlänge u. a. für troposphärisches Aerosol angegeben (Abb. 5). Die Absorptionsbande bei 3  $\mu\text{m}$  ist auf  $\text{H}_2\text{O}$  zurückzuführen, das durch die Aerosolteilchen beim Prozeß der Quellung aufgenommen wird.

Die Auswirkung der Aerosolabsorption auf das solare Spektrum in einer wolkenfreien Atmosphäre zeigt Abbildung 6. Es

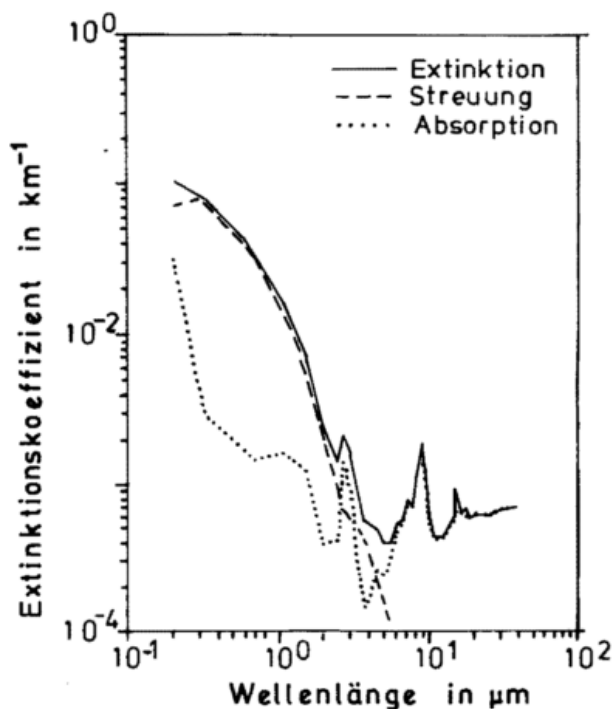


Abb. 5: Wellenlängenabhängige Extinktion für ein troposphärisches Aerosolmodell mit 50% relativer Feuchte (nach SHETTLE und FENN 1979)

ist deutlich erkennbar, daß die Aerosolabsorption im Sichtbaren eine wichtige Rolle spielt, während im nahen Infrarot der Wasserdampf mit zunehmender Wellenlänge als Absorber dominiert.

Die Absorption von Wolken wird an dieser Stelle nicht behandelt, da dieser Aspekt im Beitrag 11 ausführlich dargestellt ist.

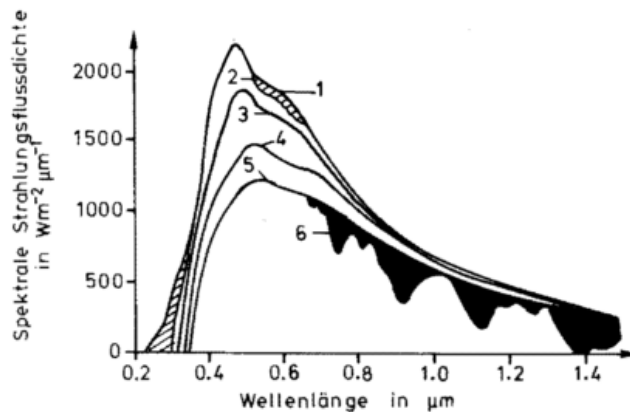


Abb. 6: Schwächung der Sonnenstrahlung durch Extinktionsprozesse in der Atmosphäre; Sonnenspektrum am Außenrand der Atmosphäre (Kurve 1), nach Berücksichtigung der Ozonabsorption (Kurve 2), der Streuung durch Moleküle (Kurve 3), der Streuung durch Aerosole (Kurve 4), der Aerosolabsorption (Kurve 5) und der Absorption durch Wasserdampf (Kurve 6)

## 5 Kenntnisstand

Die Kenntnisse über die spektroskopischen Daten haben sich in den letzten Jahren stark verbessert. Insbesondere die umfangreiche Liniendatensammlung für die Rotationsschwingungsbanden der atmosphärischen Spurengase wird regelmäßig aktualisiert (ROTHMAN et al. 1983 (a,b); ca. 200 000 Linien). Diese spektroskopischen Daten benötigt man zum einen zur Berechnung der Strahlungsbilanz und zum anderen für die Auswertung von optischen Fernerkundungsmessungen.

Zur Ermittlung der Strahlungsbilanz muß eine Integration über das gesamte Spektrum vorgenommen werden; dies bedeutet, daß die Strahlungsübertragung in der Atmosphäre nur in relativ breiten Spektralintervallen mit Hilfe von sogenannten Transmissionsfunktionen berechnet werden kann, um die Rechenzeit in vernünftigen Grenzen zu halten. Die dazu notwendigen vereinfachenden Annahmen induzieren Fehler, deren Relevanz bis heute noch nicht abgeschätzt werden konnte. Aus diesem Grund hat die Internationale Strahlungskommission (IRC, Kommission der International Association of Meteorology and Atmospheric Physics (IAMAP)) eine Arbeitsgruppe etabliert, die auf internationaler Basis Vergleichsrechnungen durchführen soll. Man erhofft sich dadurch in der Zukunft fundierte Kenntnisse über die Genauigkeit von heute verwendeten Strahlungsübertragungsmodellen. Für diese Art von Fragestellung reicht die Qualität der spektroskopischen Daten meist aus, da z. B. bei der Gasabsorption nur die integralen Bandenintensitäten für die wichtigen Moleküle genau bekannt sein müssen.

Eine spezielle Anwendung dieser Computermodelle ist die Berechnung des verstärkten Glashauseffektes der Atmosphäre durch die Zunahme der Konzentration der Spurengase. Dabei genügt es nicht, sich nur auf das  $\text{CO}_2$  zu beschränken, sondern es müssen auch die Gase  $\text{CH}_4$ ,  $\text{N}_2\text{O}$  und Freone betrachtet werden. Die spektroskopischen Parameter dieser Spurengase sind jedoch noch nicht durchweg mit der benötigten Genauigkeit bekannt.

Bei der Fernerkennung wirken sich die Fehler in den spektroskopischen Daten direkt auf die Genauigkeit der zu bestimmenden atmosphärischen Parameter aus. Aus dem Emissionsspektrum der Erdatmosphäre (Abb. 7) können Temperatur- und Spurengasprofile abgeleitet werden, jedoch sind nach wie vor Probleme mit den Liniendaten vorhanden. In der  $15\ \mu\text{m}$ - $\text{CO}_2$ -Bande gibt es in Teilbereichen noch Unterschiede zwischen gemessener und berechneter Transmission (einige Prozent); im Q-Bereich der Bande liegt das an einer durch die dichte Packung der Spektrallinien bedingten Wechselwirkung zwischen den Energieniveaus. Zur Erfassung von Spurengasen werden bereits heute und künftig in verstärktem Maße spektral hochauflösende Spektrometer/Interferometer (FISCHER et al. 1983) eingesetzt, so daß unsere Kenntnisse über einzelne Spektrallinien (Linienintensität, Halbwertsbreite, Temperaturabhängigkeit etc.) hohen Ansprüchen genügen müssen. Da die Umweltprobleme uns veranlassen, eine größere Anzahl von Spurengasen zu messen, bedeutet dies, die Untersuchung der spektroskopischen Daten dieser Gase weiter zu intensivieren und deren Fehler unter die 10%-Marke zu drücken.

#### Literatur

FISCHER H. et al.: Simultaneous detection of trace constituents in the middle atmosphere with a small He-Cooled High Resolution Michelson Interferometer (MIPAS), Beitr. Phys. Atm. 56 (1983) S. 260—275.

GJESSING, D.: Remote surveillance by electromagnetic waves for air-water-land. Ann Arbor, Michigan: Ann Arbor Science Publ. 1978.

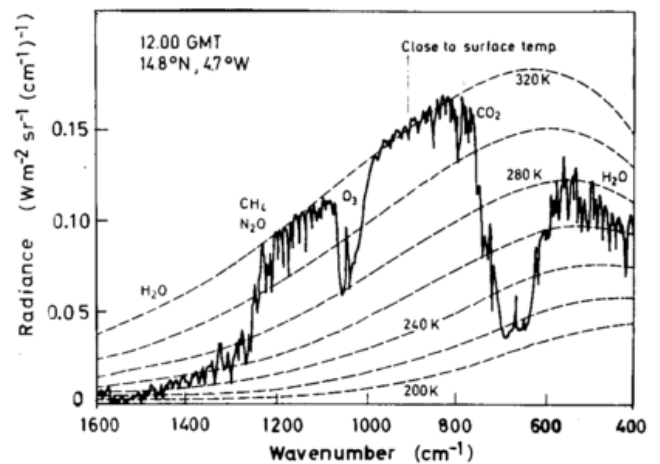


Abb. 7: Terrestrisches Emissionsspektrum mit den starken Absorptionsbanden von  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$  und  $\text{O}_3$ ; die Messung erfolgte mit dem IRIS-Instrument auf dem Nimbus 4 Satelliten (nach HANEL et al. 1971)

HANEL, R. A. et al: The Nimbus infrared spectroscopy experiment IRIS-D, Part I: Calibrated thermal emission spectra, NASA Prepr. X-622-71-272, G.S.F.C. Greenbelt 1971.

NEUMANN, G.; PIERSON, W. J.: Principles of physical oceanography. New York: Prentice-Hall Inc. 1966.

ROTHMAN, L. S. et al.: AFGL atmospheric absorption line parameters compilation: 1982 ed. Appl. Opt., 22 (1983) S. 2247—2256 (a).

ROTHMAN, L. S. et al.: AFGL trace gas compilation: 1982 version. Appl. Opt. 22 (1983) S. 1616—1627 (b).

SHETTLE, E. P.; FENN, R. W.: Models for the aerosols of the lower atmosphere and the effects of humidity variations on their optical properties, AFGL-Report TR-79-0214 (1979).

SUCK, S. H. et al.: Role of various water clusters in IR absorption in the 8—14  $\mu\text{m}$  window region. Appl. Opt. 21 (1982) S. 1610—1614.

7 K. T. KRIEBEL und P. KOEPKE

## Reflexion und Emission natürlicher Oberflächen

### 1 Größen zur Beschreibung von Reflexionseigenschaften

Die Reflexion an einer ebenen Grenzfläche zwischen homogenen Medien kann mit der klassischen elektrodynamischen Theorie unter Verwendung des komplexen Brechungsindex beschrieben werden. Das Ergebnis ist eine Formel für das Reflexionsvermögen sowie das Brechungsgesetz und das Reflexionsgesetz: Einfallswinkel = Ausfallswinkel. Für durchsichtige, unmagnetische Medien ergeben sich die Fresnelschen Formeln.

Die Erdoberfläche ist jedoch nicht eben und homogen. Daraus resultiert die Vielfalt der in der Natur beobachteten Refle-

xionseigenschaften, die sich in Reflexionsgrad (Albedo), Wellenlängenabhängigkeit und Richtungsverteilung unterscheiden. Ebene und homogene Grenzflächen finden wir in der Natur nur beim Wasser ohne Wellen als Grenzfall zur spiegelnden Reflexion, sowie bei Sand und frisch gefallenem Schnee als Grenzfall zur isotropen Reflexion, bei der die reflektierte Strahlung gleichmäßig auf alle Richtungen des Raumes verteilt wird.

Bedingt durch die komplizierte geometrische Struktur und die Inhomogenität der meisten natürlichen Oberflächen können ihre Reflexionseigenschaften nicht mit der elektromagneti-

schen Theorie beschrieben werden. Dabei wirkt sich die Inhomogenität des Mediums vor allem auf die Albedo (Reflexionsgrad) und ihre Wellenlängenabhängigkeit aus, während die Abweichung von der Annahme der ebenen Grenzfläche die Abweichung vom Reflexionsgesetz bewirkt.

Die Funktion, die das Reflexionsverhalten beschreibt und deren Zahlenwerte gemessen oder berechnet werden können, ist die spektrale Reflexionsfunktion  $\gamma_r(\lambda)$  (spectral bidirectional reflectance distribution function). Sie gibt an, welcher Teil der aus dem Raumwinkel  $d\omega_i$  der Richtung  $(\vartheta_i, \varphi_i)$  auf die horizontale Fläche fallenden spektralen Strahlendichte  $L_\lambda(\vartheta_i, \varphi_i) \cos \vartheta_i$  in Richtung  $(\vartheta_r, \varphi_r)$  reflektiert wird:

$$dL_\lambda(\vartheta_r, \varphi_r; \vartheta_i, \varphi_i) = \gamma_r(\vartheta_i, \varphi_i; \vartheta_r, \varphi_r; \lambda) L_\lambda(\vartheta_i, \varphi_i) \cos \vartheta_i d\omega_i \quad (1)$$

Die so definierte Reflexionsfunktion hat die Einheit (steradian)<sup>-1</sup>. Der Index i bezeichnet den Halbraum, aus dem Strahlung einfällt, der Index r den der reflektierten Strahlung und  $d\omega = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi$  mit Zenitwinkel  $\vartheta$  und Azimut  $\varphi$ .

Die gesamte in die Richtung  $(\vartheta_r, \varphi_r)$  reflektierte Strahlendichte ergibt sich durch Integration von (1) über den Halbraum, aus dem Strahlung einfallen kann:

$$\begin{aligned} L_\lambda(\vartheta_r, \varphi_r) &= \int_{2\pi\Omega_0} dL_\lambda(\vartheta_i, \varphi_i; \vartheta_r, \varphi_r) = \\ &= \int_{2\pi\Omega_0} \gamma_r(\vartheta_i, \varphi_i; \vartheta_r, \varphi_r; \lambda) L_\lambda(\vartheta_i, \varphi_i) \cos \vartheta_i d\omega_i \end{aligned} \quad (2)$$

$L_\lambda(\vartheta_r, \varphi_r)$  und  $L_\lambda(\vartheta_i, \varphi_i) \cos \vartheta_i d\omega_i$  sind meßbar. Zur Bestimmung der Zahlenwerte der Reflexionsfunktion unter natürlicher Beleuchtung (Sonne, Himmel, Wolken) muß (2) gelöst werden. Dies gelingt, wenn die Messung der Strahlendichten  $L_\lambda(\vartheta_i, \varphi_i)$  bei ausreichend vielen unterschiedlichen Verteilungen der Einstrahlung, d. h. in der Praxis bei verschiedenen Sonnenständen, wiederholt wird (KRIEBEL 1978). Im Labor, bei Einstrahlung aus nur einer Richtung, degeneriert (2) zu (1) und die Zahlenwerte der Reflexionsfunktion können isoliert voneinander bestimmt werden. Doch lassen sich, allein wegen der Größe, im Labor meist nur die Komponenten der natürlichen Oberflächen untersuchen, nicht die Oberflächen in ihrer natürlichen Zusammensetzung selbst.

Die Zahlenwerte der Reflexionsfunktion sind unabhängig von der Verteilung der Einstrahlung, d. h. die Reflexionsfunktion ist eine Materialkonstante. Natürlich ändern sich die Zahlenwerte, wenn sich die Oberfläche, z. B. im Jahresgang, selbst verändert.

Infolge der aufwendigen Meßvorschrift für die Reflexionsfunktion begnügt man sich in der Praxis häufig mit der Messung des spektralen Reflexionsfaktors  $R(\lambda)$ , der das Verhältnis angibt der in eine Richtung  $(\vartheta_r, \varphi_r)$  reflektierten spektralen Strahlendichte  $L_\lambda(\vartheta_r, \varphi_r)$  zu derjenigen spektralen Strahlendichte  $L_{\lambda WL}$ , die ein idealer isotroper Reflektor, ein sogenannter weißer Lambertscher Reflektor, bei gleicher Einstrahlung in die Richtung  $(\vartheta_r, \varphi_r)$  reflektiert:

$$R(\vartheta_r, \varphi_r; \lambda) = L_\lambda(\vartheta_r, \varphi_r) / L_{\lambda WL}(\vartheta_r, \varphi_r) \quad (3)$$

Der Reflexionsfaktor hat den Nachteil, daß er nur für die bei der Messung vorhanden gewesene Einstrahlungsverteilung

gültig ist. Eine Übertragung auf andere Einstrahlungsverteilungen, d. h. in der Regel andere Sonnenhöhen, ist nur mit zusätzlichen Informationen bzw. Annahmen möglich.

Per Definition ist die gesamte in den Halbraum reflektierte Strahlungsflußdichte des weißen idealen Lambertschen Reflektors gleich der Bestrahlungsstärke  $E_\lambda$ :

$$\int_{2\pi\Omega_0} L_{\lambda WL} \cos \vartheta_r d\omega_r = E_\lambda$$

Da die reflektierte Strahlung isotrop verteilt ist, folgt mit  $\Omega_0 = 1$  sr

$$\int_{2\pi\Omega_0} L_{\lambda WL} \cos \vartheta_r d\omega_r = L_{\lambda WL} \int_{2\pi\Omega_0} \cos \vartheta_r d\omega_r = L_{\lambda WL} \pi \Omega_0$$

und damit ergibt sich die Reflexionsfunktion des idealen Lambertschen Reflektors, die isotrope Reflexionsfunktion, zu

$$\gamma_{r WL}(\lambda) = 1 / \pi \Omega_0$$

Der Reflexionsfaktor läßt sich damit auch schreiben als:

$$R(\vartheta_r, \varphi_r; \lambda) = \pi \Omega_0 L_\lambda(\vartheta_r, \varphi_r) / E_\lambda \quad (4)$$

Zur Messung des Reflexionsfaktors benötigt man also neben der Messung der reflektierten Strahlendichte  $L_\lambda(\vartheta_r, \varphi_r)$  entweder die Messung der Bestrahlungsstärke  $E_\lambda$  oder die Messung eines mit dem idealen Lambertschen Reflektor in bekannter Beziehung stehenden Reflexionsstandards, z. B. aus Bariumsulfat.

Integriert man die reflektierte Strahlendichte  $L_\lambda(\vartheta_r, \varphi_r)$  über den Reflexionshalbraum, so erhält man die gesamte reflektierte spektrale Strahlungsflußdichte. Ihr Verhältnis zur spektralen Bestrahlungsstärke heißt spektraler Reflexionsgrad  $\varrho(\lambda)$  oder spektrale Albedo  $A(\lambda)$ :

$$\begin{aligned} \varrho(\lambda) = A(\lambda) &= \int_{2\pi\Omega_0} L_\lambda(\vartheta_r, \varphi_r) \cos \vartheta_r d\omega_r / E_\lambda = \\ &= \frac{1}{\pi \Omega_0} \int_{2\pi\Omega_0} R(\vartheta_r, \varphi_r; \lambda) \cos \vartheta_r d\omega_r \end{aligned} \quad (5)$$

Die häufig in der Meteorologie verwendete Größe Albedo (Reflexionsgrad) folgt aus der spektralen Albedo durch Integration über die Wellenlänge. Bei der Integration über die Wellenlänge ist die spektrale Verteilung der Einstrahlung zu berücksichtigen (Gl. (6)). Dies kann dazu führen, daß die Albedo einer Oberfläche bei anderer Einstrahlung (durch Sonnenstand, Wolken, Trübung) anders ist, obwohl die spektralen Albedos im ganzen solaren Spektralbereich gleich geblieben sind. (Eine Abhängigkeit der spektralen Albedo von der Einstrahlung ist darüber hinaus durch die Anisotropie gegeben.)

$$\varrho = A = \int_0^\infty \varrho(\lambda) E_\lambda d\lambda / \int_0^\infty E_\lambda d\lambda \quad (6)$$

Es gibt eine Vielzahl von Messungen der Reflexionseigenschaften natürlicher und künstlicher Oberflächen im energetisch bedeutsamen Spektralbereich von 0.3  $\mu\text{m}$  bis etwa 3  $\mu\text{m}$ .

## 2 Wasser

Die Reflexion einer Wasseroberfläche setzt sich zusammen aus der Reflexion an der schaumfreien Wasseroberfläche, aus der Reflexion an Schaumkronen und aus dem Unterlicht, das den Teil der Strahlung berücksichtigt, der in das Wasser eingedrungen ist und nach Streuung im Wasser und Reflexion am Grund wieder an der Wasseroberfläche austritt. Der Beitrag von Schaumreflexion und Unterlicht zur Reflexion ist abhängig von der Schaummenge und der Wellenlänge. Den spektralen Verlauf (Abb. 1) der Reflexion an der Wasseroberfläche bestimmt der spektrale Brechungsindex (Fresnelsches Gesetz), den von Schaum und Unterlicht die Absorptions- und Streueigenschaften des Wassers, sowie beim Unterlicht zusätzlich die Streu- und Absorptionseigenschaften der im Wasser schwebenden Teilchen und der gelösten Substanzen. Daher kann z. B. der spektrale Verlauf des Unterlichts genutzt werden, um den Chlorophyllgehalt des Meerwassers zu bestimmen.

Das Reflexionsverhalten einer glatten Wasseroberfläche wird durch die Fresnelschen Formeln wiedergegeben. Für Wasser mit bewegter Oberfläche haben z. B. COX und MUNK (1954)

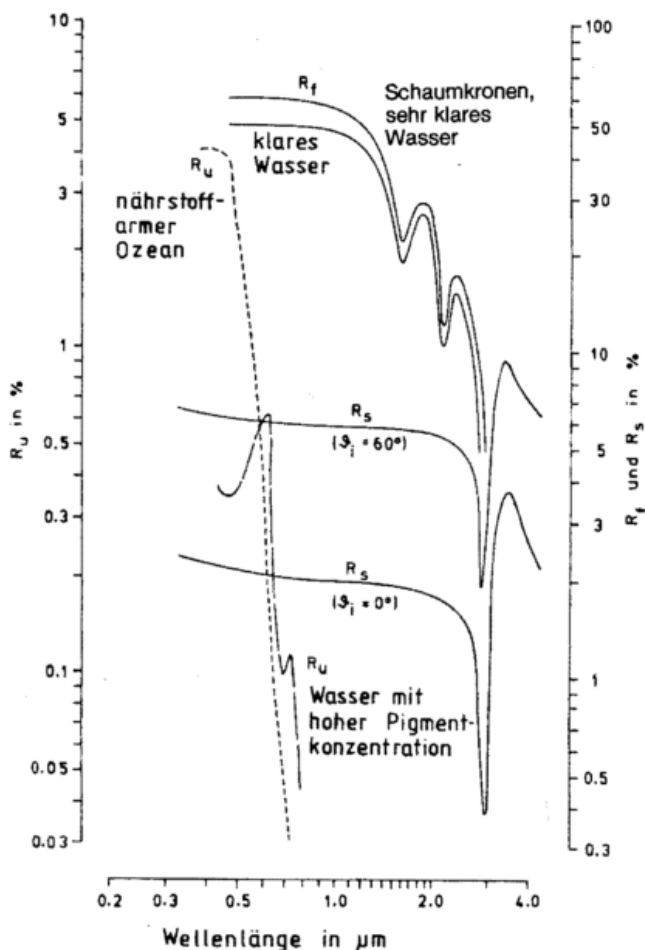


Abb. 1: Spektrale Reflexionsfaktoren der Komponenten der Ozeanoberfläche.  $R_s$ : schaumfreie Oberfläche für zwei Einfallswinkel  $\vartheta_i$ ;  $R_f$ : dicke Schaumkrone von sehr klarem Wasser (nach WHITLOCK et al 1982),  $R_U$ : Unterlicht von sauberem Wasser ohne pflanzliches Leben und von Wasser mit hohem Chlorophyllgehalt (nach MOREL 1980).

aus Fotos des Sonnenreflexes in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit ein Reflexionsmodell abgeleitet, das vielfach verwendet wird. Bei der bewegten Wasseroberfläche wird der Winkelbereich, in den nahezu spiegelnd reflektiert wird, gegenüber dem bei glatter Oberfläche zwar vergrößert, jedoch bleibt die ausgeprägte spiegelnde Komponente erhalten. Bei Windstille kann in diesen — allerdings sehr kleinen — Raumwinkel  $10^5$  mal soviel reflektiert werden wie durch einen idealen Lambertschen Reflektor. Mit zunehmender Windgeschwindigkeit und Wellenhöhe wird der Winkelbereich, in den spiegelnd reflektiert wird, größer und die Reflexionsfaktoren kleiner. Abbildung 2 zeigt Reflexionsfaktoren einer Wasseroberfläche bei rund 7 m/s Windgeschwindigkeit im Sonnenvertikal für verschiedene Einstrahlungszenitwinkel. Weiter zeigt die Abbildung die Reflexionsfaktoren für Schaumkronen und Unterlicht als jeweils waagrechte Linien, da beide als isotrop und somit winkelunabhängig reflektierend angesetzt werden können.

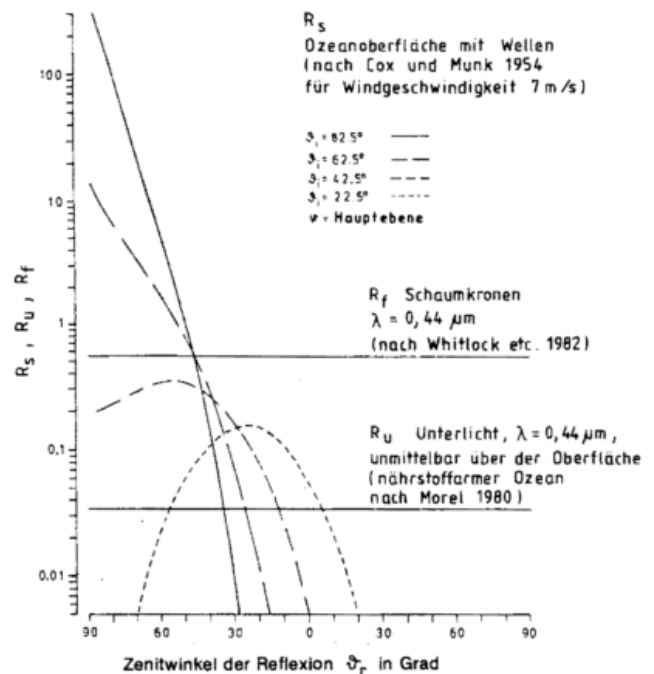


Abb. 2: Bikonische Reflexionsfaktoren für  $\lambda = 0,44 \mu\text{m}$  in der Hauptebene für verschiedene Einfallswinkel  $\vartheta_i$  (nach KOEPKE 1986),  $R_s$ ,  $R_f$ ,  $R_U$ : Abb. 1.

Das an einer glatten Wasseroberfläche reflektierte Strahlungsfeld ist näherungsweise ein Spiegelbild der Einstrahlungsverteilung. Mit zunehmendem Wind und damit zunehmenden Wellen sind die reflektierten Strahldichten zunehmend isotrop verteilt. Die Tendenz zur Isotropie wird noch verstärkt durch die Schaumkronen, deren Einfluß allerdings nach neueren Untersuchungen (KOEPKE 1984) geringer ist, als bisher angenommen. Bei wolkenfreiem Himmel, d. h. bei einer sehr anisotropen Einstrahlungsverteilung, und geringer Wellenhöhe besteht die von einem Satelliten außerhalb des Sonnenreflexes

empfangene Strahlung bis zu 90% aus atmosphärischer Streustrahlung. Dies erschwert die Fernerkundung der optischen Eigenschaften des Meerwassers, ermöglicht andererseits aber die Bestimmung der atmosphärischen Trübung aus Satellitenmessungen über dem Ozean.

Die Albedo von Wasseroberflächen hängt auf Grund der starken Anisotropie der Reflexionsfunktion (neben der genannten Abhängigkeit von Wellenhöhe, Unterlicht und Schaummenge) sowohl vom Sonnenstand als auch von der atmosphärischen Trübung bzw. der Bewölkung ab. Für die rauhe Ozeanoberfläche steigt die Albedo bei klarer Atmosphäre von knapp 3% bei kleinen Sonnenzenitwinkeln auf über 40% bei flach stehender Sonne (PAYNE 1972). Bei dichter Wolkendecke beträgt sie rund 6%, unabhängig vom Sonnenstand.

### 3 Schnee, Eis

Frisch gefallener Schnee hat ein ziemlich isotropes Reflexionsverhalten, das mit zunehmendem Alter des Schnees infolge Umkristallisation und Verdichtung eine spiegelnde Komponente erhält und sich damit dem Reflexionsverhalten von Eis annähert (z. B. DIRMHIRN u. EATON 1975). Die spektrale Albedo von frischem Schnee ist im sichtbaren Spektralbereich ziemlich konstant — etwa 0.9 — und nimmt mit zunehmender Wellenlänge ab etwa 0.8  $\mu\text{m}$  ab (Abb. 3). Mit zunehmendem Alter des Schnees nimmt sein Reflexionsvermögen ab. Hervorgerufen wird dies sowohl durch ein Anwachsen der durchschnittlichen Partikelgröße als auch durch die Verdichtung des Schnees. Die Albedo von altem Schnee kann auf weniger als 40% sinken. Durch die mit dem Alter des Schnees zunehmende spiegelnde Komponente hängt die Albedo vom Sonnenstand ab.

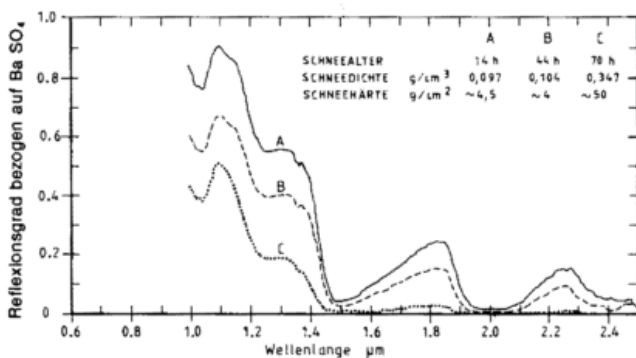


Abb. 3: Spektraler Verlauf des Reflexionsvermögens von Schnee unterschiedlichen Alters (nach O'BRIEN u. MUNIS 1975).

Die hohe Albedo von Schnee führt dazu, daß bei bestimmter — genügend großer — optischer Dicke der wolkenfreien Atmosphäre die Beleuchtung des Bodens größer sein kann als sie ohne Atmosphäre allein durch die extraterrestrische Sonnenstrahlung wäre. Der Transmissionsgrad der Atmosphäre für die direkte Sonnenstrahlung muß jedoch größer sein als für die diffuse Strahlung. Dies liegt daran, daß Photonen, die vom Schnee reflektiert werden, von der Atmosphäre wieder

nach unten gestreut werden und so mehrere Male zur Beleuchtung des Bodens beitragen können. Am Boden ist es dann heller als am Oberrand der Atmosphäre.

### 4 Land

Auch Landoberflächen reflektieren anisotrop, besonders bei großen Sonnenzenitwinkeln. Allerdings ist ihre Reflexionsfunktion nicht so stark anisotrop wie die des Wassers, so daß auch heute noch in vielen Fällen für Landoberflächen mit einer isotropen Reflexionsfunktion als Näherung gearbeitet wird. Bedingt ist die Anisotropie durch die Struktur der Oberfläche. Die dadurch bewirkten Schatten reduzieren die in Vorwärtsrichtung reflektierte Strahldichte stärker als die in den rückwärtigen Halbraum reflektierte. Bei flachem Blickwinkel wird nur die oberste Schicht der Oberfläche gesehen; die Reflexionsfunktion einer bewachsenen Oberfläche hängt dann allein von den Eigenschaften des Bewuchses ab. Bei steilem Blickwinkel wird die Reflexionsfunktion vom Anteil des Bodens mitbestimmt.

Aufgrund der großen Vielfalt von Landoberflächentypen gibt es eine entsprechende Vielfalt von Reflexionsfunktionen, von denen einige, für homogene Oberflächen, gemessen wurden (z. B. KRIEBEL 1978). Auch der spektrale Verlauf des Reflexionsvermögens von Landoberflächen ist stark variabel. Im Mittel steigt es mit der Wellenlänge bis etwa 1.5  $\mu\text{m}$  an. Charakteristisch ist die Zunahme des Reflexionsvermögens von Chlorophyll bei etwa 0.7  $\mu\text{m}$ . Dadurch kann leicht zwischen bewachsenen und unbewachsenen Oberflächen unterschieden werden. Es gibt eine Reihe von Klassifizierungsansätzen, aber bis heute noch kein begründetes Schema, nach dem sich die natürlichen Oberflächen in eine überschaubare Anzahl von Grundtypen einordnen lassen, und zwar sowohl hinsichtlich des spektralen Verlaufs als auch hinsichtlich der durch ihre Konfiguration bestimmten Winkelverteilung der reflektierten Strahlung. Deshalb müssen sinnvolle Kriterien für die anzustrebende räumliche Auflösung bzw. für die Größe der Flächenmittel gefunden und die Messungen auf eine vernünftige Anzahl von Grundtypen beschränkt werden, aus denen sich additiv die Reflexionseigenschaften gemischter Oberflächen ableiten lassen. (Die Reflexionseigenschaften eines Waldes unterscheiden sich natürlich von denen eines größeren Bereiches, in dem neben Wald auch Wiesen, Dörfer und Gewässer auftreten). Die Beschreibung der Reflexionseigenschaften eines inhomogenen Gebiets kann dann durch eine gemischte Reflexionsfunktion erfolgen, die aufgrund der zusätzlichen Kenntnis der Anteile der Bestandteile der inhomogenen Oberfläche durch gewichtete Addition der Reflexionsfunktionen dieser Bestandteile erzeugt wird. Diese Möglichkeit haben KRIEBEL und KOEPKE (1986) demonstriert. Abbildung 4 zeigt einen Vergleich zwischen Strahldichten, die mit Hilfe einer gemischten Reflexionsfunktion berechnet wurden, mit entsprechenden gemessenen Strahldichten. Die Reflexionsfunktionen für die drei Komponenten, aus denen die gemischte Reflexionsfunktion bestimmt wurde, ist für die Wellenlänge 0.55  $\mu\text{m}$  in Abbildung 5 dargestellt. Zur besseren Vergleichbarkeit mit der Albedo sind die Zahlenwerte der Reflexionsfunktion mit  $\pi$  multipliziert, sind also die von bikonischen Reflexionsfaktoren.

Die Albedo von Landoberflächen ist abhängig von der Einstrahlung, d.h. von Sonnenstand, atmosphärischer Trübung, Wasserdampfgehalt und Bewölkung. Ebenso stark oder stärker variiert sie im Laufe des Jahres durch Änderung des Bewuchses und der Bodenfeuchtigkeit. Darüber hinaus können verschiedene Oberflächen, auch wenn sie mit gleichem Namen belegt sind (z. B. unbewachsener Boden) verschiedene Albedo haben. Daraus folgt die relativ große Variation der Albeden von Landoberflächen (z. B. bei MÖLLER 1973 oder KONDRATYEV 1969) und die Notwendigkeit, aktuelle Albedokarten aus Satellitenmessungen abzuleiten, was im Rahmen des ISLSCP (International Satellite Land Surface Climatology Project) vorgesehen ist.

Für einige Bewuchsarten, besonders für landwirtschaftliche Nutzpflanzen, sind Modelle entwickelt worden (SUITS 1972; KIMES 1984), die die Berechnung des reflektierten Strahlungsfeldes gestatten, wenn einige geometrische Größen, die experimentell ermittelt werden müssen, bekannt sind. Eine solche Größe ist z. B. der 'leaf area index', der angibt, um wievielmal größer die horizontale Projektion der vorhandenen Pflanzenblätter ist als die vorhandene horizontale Fläche. Derartige Modelle werden benötigt, wenn aus der gemessenen reflektierten Strahlung auf den Wachstumszustand der Pflanzen und damit auf Ernteerträge oder Krankheiten geschlossen werden soll. Andere Autoren betreiben eine Klassifizierung von Pflanzentypen im Satellitenbild durch Vergleich der Strahlung von den zu analysierenden Gebieten mit der Strahlung von Testgebieten mit bekannten Oberflächeneigenschaften.

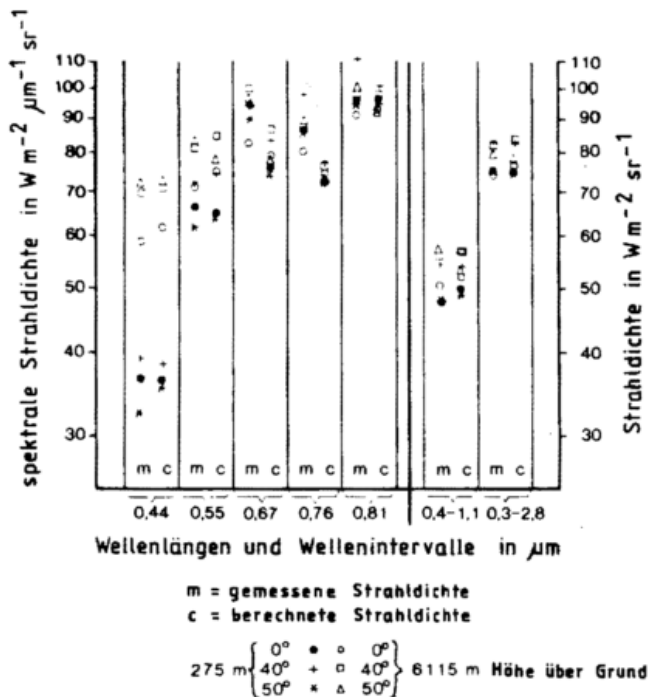


Abb. 4: Vergleich von gemessenen und berechneten Strahlendichten in der Atmosphäre in fünf schmalen und zwei breiten Wellenlängenbereichen, in drei Blickrichtungen und in zwei Höhen über Grund (nach KRIEBEL u. KOEPKE 1986).

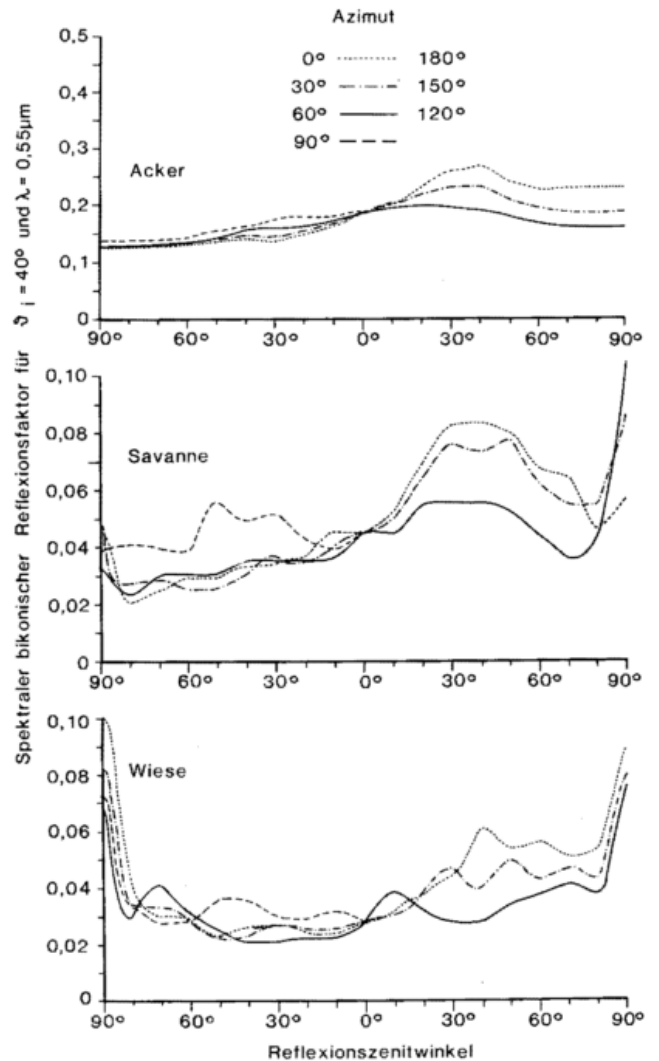


Abb. 5: Spektrale bikonische Reflexionsfaktoren bei  $0,55 \mu m$  beim Zenitwinkel der einfallenden Strahlung  $\vartheta_i = 40^\circ$  für drei homogene Oberflächen. Aus dem vollständigen Datensatz für alle  $\vartheta_i$  wird durch gewichtete Addition die gemischte Reflexionsfunktion erzeugt, mit der der Vergleich in Abbildung 4 erfolgt (nach KRIEBEL u. KOEPKE 1986).

## 5 Emissionsvermögen

Der Emissionsgrad  $\epsilon$  einer Oberfläche beschreibt das Verhältnis der von dieser abgestrahlten Strahlungsflußdichte zu der Strahlungsflußdichte eines Schwarzkörpers gleicher Temperatur. Der winkelabhängige Emissionsfaktor beschreibt analog das Verhältnis einer von dieser Oberfläche in eine Richtung abgestrahlten Strahlendichte zu der entsprechenden Strahlendichte eines Schwarzkörpers gleicher Temperatur. Nach dem Kirchhoffschen Gesetz sind Emissionsgrad und Absorptionsgrad gleich. Im solaren Spektralbereich ist der Emissionsgrad uninteressant, da die emittierte Strahlung gegenüber der reflektierten Sonnenstrahlung vernachlässigt werden kann. Im langwelligen Spektralbereich dominiert jedoch die emittierte Strahlung und der Emissionsgrad einer Oberfläche muß bekannt sein.

Das Emissionsvermögen von Wasser kann nach der Fresnel'schen Formel mit Hilfe des komplexen Brechungsindex, abhängig von Wellenlänge und Zenitwinkel (z. B. TAKASHIMA u. TAKAYAMA 1981) berechnet werden. Im Bereich des atmosphärischen Fensters bei  $10 \mu\text{m}$  beträgt es etwa 0.99 in Zenitrichtung und 0.8 für  $\vartheta = 80^\circ$ . Bei großen  $\vartheta$  ist das Emissionsvermögen abhängig von der Wellenhöhe. Mit zunehmender Wellenhöhe steigt auch das Emissionsvermögen.

Der Emissionsgrad von Landoberflächen kann nur in Ausnahmefällen berechnet werden. Er ist stark von der Wellenlänge abhängig. Abbildung 6 zeigt den Reflexionsgrad  $\rho(\lambda) = 1 - \epsilon(\lambda)$  in Prozent für einige Oberflächen als Beispiel. In dem für die Temperaturfernerkundung wichtigen Spektralbereich von 8 bis  $13 \mu\text{m}$  variiert der Emissionsgrad von Landoberflächen zwischen etwa 0.8 und 0.98. Bewachsene Oberflächen haben Werte von mehr als 0.95, während die kleineren Werte des Emissionsgrades für Gesteine gelten, die in diesem Spektralbereich große Reststrahlenreflexion haben.

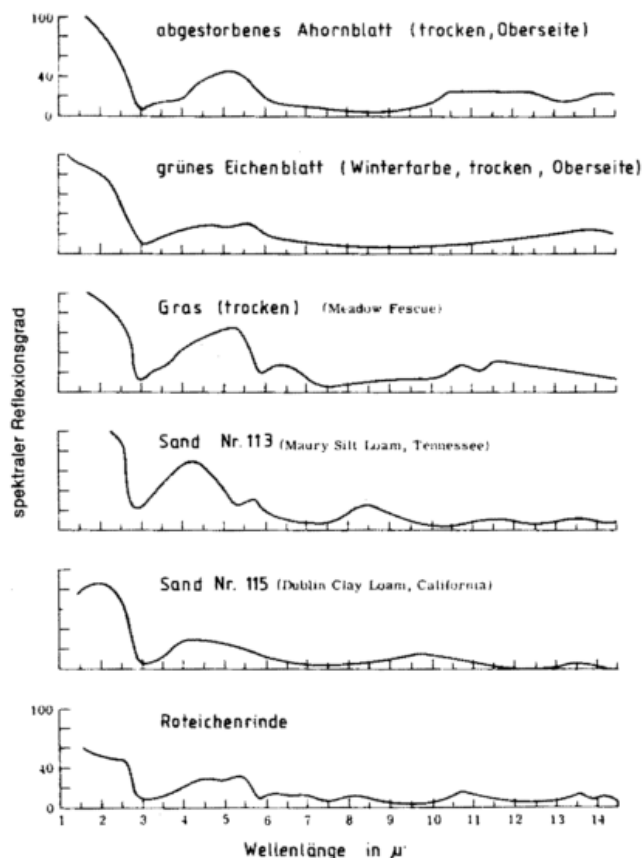


Abb. 6: Spektraler Emissionsgrad (aufgetragen als Reflexionsgrad =  $100 - \text{Emissionsgrad}$  in Prozent) von verschiedenen Oberflächen (nach WOLFE 1965).

Der Emissionsfaktor hängt vom Zenit- und vom Azimutwinkel ab, jedoch kann für viele Anwendungen die Abhängigkeit vom Azimut vernachlässigt werden.

Der Emissionsfaktor nimmt im allgemeinen mit größer werdendem Zenitwinkel ab (BÜTTNER u. KERN 1965), jedoch liegen hierfür nur wenige Messungen vor. Bei Messungen der Oberflächentemperatur aus verschiedenen Richtungen muß

neben dieser Winkelabhängigkeit des Emissionsfaktors bei bewachsenen und damit vertikal strukturierten Landoberflächen beachtet werden, daß das Radiometer in Abhängigkeit vom Zenitwinkel Strahlung aus verschiedenen Niveaus empfängt, die verschiedene Temperatur haben können (z. B. bei einem lichten Wald nur aus dem Kronenraum bei flachem Blickwinkel, jedoch aus Kronenraum plus Boden bei steilem Blickwinkel). Dies ist jedoch noch nicht ausreichend untersucht, um in die Definition der Oberflächentemperatur einer bewachsenen Oberfläche Eingang zu finden.

## 6 Schlußbemerkung

Sowohl im solaren und als auch im terrestrischen Spektralbereich sind die Reflexions- und Emissionseigenschaften von Wasser, Schnee und Eis für die meisten Zwecke hinreichend gut bekannt. Anders verhält es sich mit Landoberflächen, wo zwar eine Vielzahl von Einzelmessungen existiert, die jedoch infolge ihrer Abhängigkeit von der Einstrahlungsverteilung keine allgemeine Gültigkeit haben. Notwendig ist die Definition von möglichst wenigen Grundtypen homogener Oberflächen, aus denen die Strahlungseigenschaften komplexer Oberflächen zusammengesetzt werden können.

## Literatur

- BÜTTNER, J. K.; KERN, C. D.: The determination of infrared emissivities of terrestrial surfaces. *J. Geophys. Res.* 70 (1965) S. 1329.
- COX, C.; MUNK, W.: Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter. *J. Opt. Soc. Amer.* 44 (1954) S. 838—850.
- DIRMHORN, I.; EATON, F. D.: Some characteristics of the albedo of snow. *J. Appl. Meteorol.* 14 (1975) S. 375—379.
- KIMES, D. S.: Modeling the directional reflectance from complete homogeneous vegetation canopies with various leaf orientation distribution. *J. Opt. Soc. Amer. A1* (1984) S. 725—737.
- KOEPKE, P.: Effective reflectance of oceanic whitecaps. *Appl. Opt.* 23 (1984) S. 1816—1824.
- KOEPKE, P.: Remote sensing signatures of whitecaps. In: E. C. MONAHAN and G. M. NICOCAILL (Eds.): *Oceanic whitecaps and their roll in air-sea exchange processes*. Galway University Press (im Druck).
- KONDRATYEV, K. Y.: *Radiation characteristics of the atmosphere and the earth surface*. NASA TT F-678, Amerind Publ. Co., New Delhi (1969).
- KRIEBEL, K. T.: Measured spectral bidirectional reflection properties of four vegetated surfaces. *Appl. Opt.* 17 (1978) S. 253—258.
- KRIEBEL, K. T.; KOEPKE, P.: Improvements of the short-wave cloudfree radiation budget accuracy. P. II: Experimental achievement including mixed surface albedos. *J. Climat. Appl. Meteorol.* 1986. (Submitted for publ.)
- MÖLLER, F.: *Einführung in die Meteorologie*. Bd. 2. Mannheim: Bibliogr. Inst. 1973.

- MOREL, A.: In-water and remote measurements of ocean color. *Bound.-Layer Meteorol.* 18 (1980) S. 177.
- PAYNE, E. R.: Albedo of the sea surface. *J. Atmos. Sci.* 29 (1972) S. 959—970.
- O'BRIEN, H. W.; MUNIS, R. H.: Red and near-infrared spectral reflectance of snow. *Cold Regions Research and Engineering Labs. NOAA Research Rep.* 332 (1975).
- SUITS, G. H.: The calculation of the directional reflectance of a vegetative canopy. *Remote Sens. Environ.* 2 (1972) S. 117—125.
- TAKASHIMA, T.; TAKAYAMA, Y.: Emissivity and reflectance of the model sea surface for the use of AVHRR data of NOAA satellites. *Pap. in Meteorol. and Geophys.* 32 (1981) S. 267—274.
- WHITLOCK, C. H.; BARTLETT, D. S.; GURGANUS, E. A.: Sea foam reflectance and influence on optimum wavelength for remote sensing of ocean aerosols. *Geophys. Res. Letters* 9 (1982) S. 719.
- WOLFE, W. L. (Ed.): *Handbook of military infrared technology.* Office of Naval Research, Dep. of Navy, Washington, D.C. (1965).

# 8

S. BAKAN

## Analytische Lösungen der Strahlungsübertragungsgleichung

Wie schon im Beitrag 1 betont wurde, ist keine analytische Lösung für die allgemeine Strahlungsübertragungsgleichung bekannt. Allerdings existieren solche Lösungen für eine Reihe von Spezialfällen. Dabei ist im folgenden nicht von analytischen Lösungen die Rede, die nach Approximation der Strahldichte gewonnen werden, wie bei der Delta-Eddington-Näherung (JOSEPH et al. 1976) oder im Zweistromverfahren (Beitrag 9). Vielmehr geht es um die exakte Bestimmung der Strahldichteverteilung bei einem vorgegebenen Spezialfall der Strahlungsübertragungsgleichung. In diesem Sinne ist z. B. das Bouguer-Beersche Gesetz die analytische Lösung für verschwindenden Quellterm. Auch in einer streuungsfreien und horizontal homogenen Atmosphäre, in der die Strahlungsquelle durch die Planck-Funktion gegeben ist, läßt sich bei verschiedenen einfachen vertikalen Abhängigkeiten Gleichung (16) (Beitrag 1) exakt integrieren.

Besondere Schwierigkeiten bei der Lösung bereitet dagegen der Streuterm, der die SÜG zu einer Integro-Differentialgleichung macht. Obwohl verschiedene analytische Lösungstechniken entwickelt wurden (z. B. die Wiener-Hopf-Technik oder die Methode der singulären Eigenfunktionen; s. LENOBLE 1977) fanden im Bereich der solaren Strahlung in der Atmosphäre hauptsächlich CHANDRASEKHARS (1950) H- bzw. X- und Y-Funktionen weite Verbreitung. Die H-Funktionen erlauben die Berechnung der von einer als homogen und halbunendlich angenommenen Atmosphäre mit isotroper Streuung reflektierten Strahldichte. In Analogie dazu benutzt man bei endlich dicken Schichten die X- und Y-Funktionen zur Berechnung der an der Atmosphäre reflektierten und der durchtretenden Strahldichte.

Obwohl diese Lösungen zunächst nur für homogene Schichtung und isotrope Streufunktionen gelten, können auch für anisotrope Streuung Ergebnisse gefunden werden, wenn man sich die Transformationseigenschaften der Strahlungsübertra-

gungsgleichung zunutze macht (SOBOLEV 1975; McKELLAR u. BOX 1981). Für einigermaßen realistische, also endliche und geschichtete Atmosphären mit verschiedenen Absorbern und asymmetrischer Streufunktion wird diese Methode allerdings außerordentlich aufwendig. Da es überdies nicht ohne weiteres möglich ist, Strahlungsflüsse und damit Erwärmungsraten im Schichtinneren zu erhalten, wird diese Methode heute so gut wie nicht mehr verwendet. Eine gewisse Bedeutung verbleibt ihr durch die Bereitstellung von exakten Resultaten für Spezialfälle als Test für die im folgenden beschriebenen numerischen Methoden.

### Literatur

- CHANDRASEKHAR, S.: *Radiative transfer.* Oxford: Clarendon Press 1950.
- JOSEPH, K. J.; WISCOMBE, W. J.; WEINMAN, J. A.: The delta-Eddington approximation for radiative transfer. *J. Atmos. Sci.* 33 (1976) S. 2452—2459.
- LENOBLE, J. (Ed.): *Standard procedures to compute atmospheric radiative transfer in a scattering atmosphere.* Boulder Col.: NCAR 1977.
- McKELLAR, B. H. J.; BOX, M. A.: The scaling group of the radiative transfer equation. *J. Atmos. Sci.* 38 (1981) S. 1063—1068.
- SOBOLEV, N. V.: *Light scattering in planetary atmospheres.* New York: Pergamon Press 1975.

# Numerische Methoden zur Lösung der Strahlungsübertragungsgleichung

## 1 Einführung

Aus der Vielzahl bekannter Verfahren zur Beschreibung des Strahlungstransportes in extingierenden Medien sollen einige ausgewählte Methoden vorgestellt werden, die ihre besondere Eignung zur Lösung unterschiedlicher Aufgaben unter Beweis gestellt haben. Dabei handelt es sich um

1. Die Matrix Operator Methode (MOM)
2. Die „Successive Order of Scattering“-Methode (SSM)
3. Das „Spherical Harmonics“-Verfahren (SHV)
4. Die Zwei-Strom-Verfahren (ZSV)
5. Das Monte-Carlo-Verfahren (MCV)

Da die MOM hinsichtlich der Konzeption, Genauigkeit und Anwendbarkeit gegenüber allen als exakt zu bezeichnenden Verfahren wesentliche Vorzüge besitzt, soll diese Methode ihrer Bedeutung gemäß ausführlich besprochen werden. Eine ähnliche detaillierte Beschreibung wird dem MCV zugestanden, weil diese Methode im Gegensatz zu allen anderen Verfahren den Streuweg der Photonen in der Atmosphäre direkt simuliert. Daraus ergibt sich die Möglichkeit, den Strahlungstransport in Medien fast beliebiger geometrischer Konfigurationen zu berechnen. Die Darstellung der übrigen Verfahren ist aus Platzgründen auf das für das Verständnis Wesentlichste beschränkt worden.

Aus speziellen Erwägungen und auch aus Gründen einer übersichtlichen Darstellung wird von folgenden Vereinfachungen Gebrauch gemacht:

1. Die Atmosphäre wird als planparallel, horizontal homogen und unendlich ausgedehnt angenommen. Vertikale Inhomogenitäten werden im allgemeinen aufgelöst durch homogene Teilschichten. Refraktion des Lichtstrahls wird vernachlässigt.
2. Es wird nur das diffuse Strahlungsfeld betrachtet.
3. Alle Gleichungen sind monochromatisch aufzufassen; auf entsprechende Indizierung wird verzichtet.
4. Polarisierungseffekte werden nicht untersucht.
5. Partielle Bewölkung wird wegen Vereinfachung (1.) ausgeschlossen.
6. Der Erdboden reflektiere isotrop.

Alle für die Berechnung notwendigen optischen Parameter sowie die atmosphärischen Zustandsgrößen werden als bekannt vorausgesetzt.

Es liegt in der Natur der Sache, daß die hier vorgestellten numerischen Methoden zur Erfassung des Strahlungstransportes in der Atmosphäre nicht ohne einen gewissen mathematischen Aufwand beschrieben werden können. Ein weitgehender Verzicht auf den mathematischen Formalismus wäre nicht etwa dem Verständnis dienlich, sondern würde dieses eher erschweren. Aus Platzmangel muß das Literaturverzeichnis für die besprochenen Verfahren auf die Arbeiten beschränkt bleiben, die zur jeweiligen Beschreibung beigetragen haben.

## 2 Mathematisch-physikalische Grundlagen

Zur Bestimmung der spektralen Strahldichten  $L$  in der extingierenden Atmosphäre, die am Oberrand durch parallele Sonnenstrahlung mit der spektralen Solarkonstanten  $S_0$  beleuchtet wird, sei die Strahlungsübertragungsgleichung (SG) in der folgenden Form gegeben

$$\mu \frac{dL(\tau, \mu, \varphi)}{d\tau} = L(\tau, \mu, \varphi) - (1 - \tilde{\omega})B(\tau) - \tilde{\omega} \frac{P(\cos \Theta_0)}{4\pi} S_0 e^{-\tau/\mu_0} - \tilde{\omega} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} \frac{P(\cos \Theta)}{4\pi} L(\tau, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi' \quad (2-1)$$

mit

- $B$  = Planck-Funktion
- $\Theta$  = Streuwinkel des mehrfach gestreuten Lichtes
- $\mu = \cos \vartheta$ , mit  $\vartheta$  = Zenitwinkel des diffusen Lichtes
- $\tau = \int \sigma_c dz$  = optische Dicke
- $\sigma_c$  = Volumens-Extinktionskoeffizient
- $\tilde{\omega}$  = Single scattering albedo
- $\Theta_0$  = Streuwinkel des primär gestreuten Sonnenlichtes
- $\mu_0 = \cos \vartheta_0$ , mit  $\vartheta_0$  = Zenitwinkel der parallelen Sonnenstrahlung
- $\varphi$  = Azimutwinkel

Die rotationssymmetrische Gestalt der als normiert angenommenen Phasenfunktion legt deren Entwicklung in Kugelfunktionen  $P_n(\cos \Theta)$  nahe:

$$P(\cos \Theta) = \sum_{l=0}^{\infty} p_l P_l(\cos \Theta) \quad (2-2)$$

Die  $P_l(\cos \Theta)$  sind ein Spezialfall der zugeordneten Kugelfunktion  $P_l^m(\cos \Theta)$ , die auf dem Intervall  $[-1, +1]$  orthogonal sind, i.e.:

$$\int_{-1}^{+1} P_n^m(\cos \Theta) P_l^m(\cos \Theta) d(\cos \Theta) = \frac{2}{(2l+1)} \frac{(l+m)!}{(l-m)!} \delta_{n,l} \quad (2-3)$$

mit  $\delta_{n,l}$  = Kronecker Delta

$$P_l^{m=0}(\cos \Theta) = P_l(\cos \Theta); \quad P_l^m(\cos \Theta) = 0 \quad \text{wenn } m > l$$

Anwendung von (2-3) auf (2-2) ergibt die Entwicklungskoeffizienten

$$p_l = \frac{2l+1}{2} \int_{-1}^{+1} P(\cos \Theta) P_l(\cos \Theta) d(\cos \Theta) \quad (2-4)$$

wobei wegen der Normierung der Phasenfunktion gilt, daß  $p_0 = 1$ .

Aus dem skalaren Produkt zweier Einheitsvektoren, welche die Richtung des einfallenden Lichtes ( $\mu', \varphi'$ ) und des gestreuten Lichtes ( $\mu, \varphi$ ) angeben, erhält man für den dazwischen liegenden Streuwinkel  $\Theta$

$$\cos \Theta = \mu\mu' + (1-\mu^2)^{1/2}(1-\mu'^2)^{1/2} \cos(\varphi-\varphi') \quad (2-5)$$

Mit Hilfe des Additionstheorems der Kugelfunktionen läßt sich die Phasenfunktion unter Verwendung von (2—5) ausdrücken als

$$P(\cos \Theta) = P(\mu, \mu'; \varphi, \varphi') = \sum_{m=0}^{\Lambda} (2-\delta_0^m) \sum_{l=m}^{\Lambda} p_l^m P_l^m(\mu) P_l^m(\mu') \cos m(\varphi - \varphi') \quad (2-6)$$

$$\text{mit } p_l^m = \frac{(l-m)!}{(l+m)!} p_l \text{ und } p_l = 0 \text{ für } l > \Lambda$$

sowie  $\delta_0^m = \text{Kronecker Delta}$

Auf Grund der Gleichung (2—6) bietet sich ein Separationsansatz für die Strahldichten in (2—1) an [mit  $\varphi_0 = 0$ ]

$$L(\tau, \mu, \varphi) = \sum_{m=0}^{\Lambda} (2-\delta_0^m) L^m(\tau, \mu) \cos m \varphi \quad (2-7)$$

wodurch sich in (2—1) die Azimutabhängigkeit der Strahldichte  $L$  eliminieren läßt. Einsetzen von (2-6,7) in (2—1) führt unter Beachtung der Orthogonalitätseigenschaften der trigonometrischen und denen der Legendre-Funktionen (2—3) zu einer Aufspaltung der SG in  $\Lambda + 1$  unabhängige lineare Differentialgleichungen, i.e.

$$\mu \frac{dL^m(\tau, \mu)}{d\tau} = L^m(\tau, \mu) - J^m(\tau, \mu) \quad (m = 0, 1, 2, \dots, \Lambda) \quad (2-8)$$

worin die Quellfunktion die Gestalt besitzt

$$J^m(\tau, \mu) = (1-\tilde{\omega})B(\tau)\delta_0^m + \tilde{\omega} \frac{S_0}{4\pi} e^{-\tau/\mu_0} R^m(\mu, -\mu_0) + \frac{\tilde{\omega}}{2} \int_{-1}^{+1} R^m(\mu, \mu') L^m(\tau, \mu') d\mu'$$

mit  $\mu_0 > 0$  und der Abkürzung

$$R^m(\mu, \mu') = \sum_{l=m}^{\Lambda} p_l^m P_l^m(\mu) P_l^m(\mu')$$

Um die nach oben ( $\mu > 0$ ) und nach unten ( $\mu < 0$ ) gerichteten Strahldichten getrennt behandeln zu können, werden folgende Definitionen in (2—8) eingeführt

$$L_+^m(\tau, \mu) = L^m(\tau, +\mu) \quad L_-^m(\tau, \mu) = L^m(\tau, -\mu) \quad (2-9)$$

Damit erhält man für die SG anstelle von (2—8) zwei getrennte Systeme ( $m = 0, 1, \dots, \Lambda$ )

$$\mu \frac{dL_+^m(\tau, \mu)}{d\tau} = L_+^m(\tau, \mu) - J_+^m(\tau, \mu) \quad (2-10)$$

$$\mu \frac{dL_-^m(\tau, \mu)}{d\tau} = -L_-^m(\tau, \mu) + J_-^m(\tau, \mu)$$

mit

$$J_+^m(\tau, \mu) = (1-\tilde{\omega})B(\tau)\delta_0^m + \tilde{\omega} \frac{S_0}{4\pi} e^{-\tau/\mu_0} R^m(\mu, -\mu_0) + \frac{\tilde{\omega}}{2} \int_0^1 [L_+^m(\tau, \mu') R^m(\mu, \mu') + L_-^m(\tau, \mu') R^m(\mu, -\mu')] d\mu'$$

$$J_-^m(\tau, \mu) = (1-\tilde{\omega})B(\tau)\delta_0^m + \tilde{\omega} \frac{S_0}{4\pi} e^{-\tau/\mu_0} R^m(-\mu, -\mu_0) + \frac{\tilde{\omega}}{2} \int_0^1 [L_+^m(\tau, \mu') R^m(-\mu, \mu') + L_-^m(\tau, \mu') R^m(-\mu, -\mu')] d\mu'$$

$$\mu, \mu' \geq 0$$

Die in diesen Quellfunktionen auftretenden Integrale werden zweckmäßig mit Hilfe der Gauss-Lobatto-Quadratur gelöst.

$$\int_0^1 f(\tau, \mu) d\mu = \sum_{i=1}^s f(\tau, \mu_i) c_i \quad (2-11)$$

mit

$c_i = \text{Gewichte}$

$\mu_i = \text{positive Nullstellen der geradzahigen Legendre-Polynome.}$

Die durch die Quadratur vorgegebenen Richtungen  $\mu_i$  ( $i = 1, \dots, s$ ) lassen sich auch zur Diskretisation der Systeme (2—10) benutzen. Zu diesem Zweck werden folgende Matrizen für  $m = 0, 1, \dots, \Lambda$  definiert

$$L_+^m(\tau) = \begin{pmatrix} L_+^m(\tau, \mu_1) \\ \vdots \\ L_+^m(\tau, \mu_s) \end{pmatrix} \quad L_-^m(\tau) = \begin{pmatrix} L_-^m(\tau, \mu_1) \\ \vdots \\ L_-^m(\tau, \mu_s) \end{pmatrix} \quad (2-12)$$

$$P_{++}^m = P_{--}^m =$$

$$= \begin{pmatrix} R^m(\mu_1, \mu_1) & \dots & R^m(\mu_1, \mu_s) \\ \vdots & & \vdots \\ R^m(\mu_s, \mu_1) & \dots & R^m(\mu_s, \mu_s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R^m(-\mu_1, -\mu_1) & \dots & R^m(-\mu_1, -\mu_s) \\ \vdots & & \vdots \\ R^m(-\mu_s, -\mu_1) & \dots & R^m(-\mu_s, -\mu_s) \end{pmatrix} \quad (2-13)$$

$$P_{+-}^m = P_{-+}^m =$$

$$= \begin{pmatrix} R^m(\mu_1, -\mu_1) & \dots & R^m(\mu_1, -\mu_s) \\ \vdots & & \vdots \\ R^m(\mu_s, -\mu_1) & \dots & R^m(\mu_s, -\mu_s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R^m(-\mu_1, \mu_1) & \dots & R^m(-\mu_1, \mu_s) \\ \vdots & & \vdots \\ R^m(-\mu_s, \mu_1) & \dots & R^m(-\mu_s, \mu_s) \end{pmatrix}$$

$$J_+^m(\tau) = \tilde{\omega} \frac{S_0}{4\pi} e^{-\tau/\mu_0} \begin{pmatrix} R^m(\mu_1, -\mu_0) \\ \vdots \\ R^m(\mu_s, -\mu_0) \end{pmatrix}$$

$$J_-^m(\tau) = \tilde{\omega} \frac{S_0}{4\pi} e^{-\tau/\mu_0} \begin{pmatrix} R^m(-\mu_1, -\mu_0) \\ \vdots \\ R^m(-\mu_s, -\mu_0) \end{pmatrix} \quad (2-14)$$

$$z_+^m(\tau) = z_-^m(\tau) = (1-\tilde{\omega})B(\tau)\delta_0^m \begin{pmatrix} 1 \\ \vdots \\ 1 \end{pmatrix} \quad (s\text{-zeilig}) \quad (2-15)$$

$$M = (\mu_i \delta_{ij}) = \begin{pmatrix} \mu_1 & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & \mu_s \end{pmatrix}, \quad C = (c_i \delta_{ij}) = \begin{pmatrix} c_1 & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & c_s \end{pmatrix} \quad (2-16)$$

In obigen Definitionen stellt (2—12) die Richtungsdiskretisation des diffusen Strahlungsfeldes dar. In (2—13) findet sich die Reziprozitätsbeziehung des Lichtstrahls wieder. (2—14) gibt die Quellfunktionen des primär gestreuten Sonnenlichtes an. In (2—15) wird die isotrope thermische Emission unter Verwendung  $s$ -zeiliger Spaltenvektoren erfaßt. Die in (2—16) definierten Diagonalmatrizen  $M$  und  $C$  enthalten die Stützstellen der Richtungsdiskretisation sowie die Gewichte der Gauss-Lobatto Quadratur.

Führt man die Beziehungen (2—11)-(2—16) in (2—10) ein, dann läßt sich die SG in diskretisierter Form darstellen als

$$M \frac{dL_+^m(\tau)}{d\tau} = L_+^m(\tau) - J_+^m(\tau) \quad m = 0, 1, \dots, \Lambda$$

$$M \frac{dL_-^m(\tau)}{d\tau} = -L_-^m(\tau) + J_-^m(\tau) \quad (2-17)$$

mit

$$J_{++}^m(\tau) = {}_1J_{++}^m(\tau) + {}_2J_{++}^m(\tau) + \frac{\tilde{\omega}}{2} (\mathbf{P}_{++}^m \mathbf{C} L_{++}^m(\tau) + \mathbf{P}_{+-}^m \mathbf{C} L_{-+}^m(\tau))$$

$$J_{--}^m(\tau) = {}_1J_{--}^m(\tau) + {}_2J_{--}^m(\tau) + \frac{\tilde{\omega}}{2} (\mathbf{P}_{+-}^m \mathbf{C} L_{++}^m(\tau) + \mathbf{P}_{++}^m \mathbf{C} L_{--}^m(\tau))$$

Multiplikationen von (2-17) mit  $\mathbf{M}^{-1}$  von links und Umordnung der Terme führt schließlich unter Verwendung der Definitionen

$$\Gamma_{++}^m = \Gamma_{--}^m = \mathbf{M}^{-1}(\mathbf{E} - \frac{\tilde{\omega}}{2} \mathbf{P}_{++}^m \mathbf{C})$$

$$\Gamma_{+-}^m = \Gamma_{-+}^m = \mathbf{M}^{-1} \frac{\tilde{\omega}}{2} \mathbf{P}_{+-}^m \mathbf{C}$$

$$\Sigma_{++}^m(\tau) = \mathbf{M}^{-1}({}_1J_{++}^m(\tau) + {}_2J_{++}^m(\tau))$$

$$\Sigma_{--}^m(\tau) = \mathbf{M}^{-1}({}_1J_{--}^m(\tau) + {}_2J_{--}^m(\tau)) \quad (2-18)$$

$\mathbf{E}$  = Einheitsmatrix

zu der Matrixdarstellung von (2-17) ( $m = 0, 1, \dots, \Lambda$ )

$$\frac{d}{d\tau} \begin{pmatrix} L_{++}^m(\tau) \\ L_{--}^m(\tau) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Gamma_{++}^m & -\Gamma_{+-}^m \\ \Gamma_{+-}^m & -\Gamma_{++}^m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L_{++}^m(\tau) \\ L_{--}^m(\tau) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -\Sigma_{++}^m(\tau) \\ \Sigma_{--}^m(\tau) \end{pmatrix} \quad (2-19)$$

Gleichung (2-19) stellt die formal diskretisierte Form der SG dar. Diese Version wird gewonnen unter den Voraussetzungen, daß die Streufunktion gemäß (2-2) nach Kugelfunktionen entwickelbar ist und mittels (2-7) die azimutale Abhängigkeit eliminiert werden kann. Die aus (2-19) berechenbaren, vom Azimut unabhängigen Lösungen werden letztlich mittels (2-7) zur Gesamtlösung  $L_{\pm}(\tau, \mu, \varphi)$  zusammengesetzt.

$$L_{+}(\tau, \varphi) = \sum_{m=0}^{\Lambda} L_{++}^m(\tau) (2 - \delta_0^m) \cos m \varphi \quad (2-20)$$

$$L_{-}(\tau, \varphi) = \sum_{m=0}^{\Lambda} L_{--}^m(\tau) (2 - \delta_0^m) \cos m \varphi$$

Die  $\mu_i$ -Abhängigkeit von  $L_{\pm}^m(\tau)$  ist ersichtlich aus Gleichung (2-12).

Die nach oben gerichtete Strahlungsflußdichte  $F_{+}(\tau)$  läßt sich auf die Elemente von  $L_{++}^{m=0}(\tau)$  in (2-20) zurückführen. Unter Verwendung der Gauss-Lobatto Quadratur (2-11) und des Ansatzes (2-7) erhält man

$$\begin{aligned} F_{+}(\tau) &= \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 L(\tau, \mu, \varphi) \mu d\mu = \int_0^{2\pi} d\varphi \sum_{i=1}^s L_{+}(\tau, \mu_i, \varphi) \mu_i c_i \\ &= \int_0^{2\pi} d\varphi \sum_{i=1}^s \sum_{m=0}^M L_{++}^m(\tau, \mu_i) (2 - \delta_0^m) \cos(m \varphi) \mu_i c_i \quad (2-21a) \\ &= 2\pi \sum_{i=1}^s L_{++}^{m=0}(\tau, \mu_i) \mu_i c_i \end{aligned}$$

Entsprechend findet man für die nach unten gerichtete Strahlungsflußdichte

$$F_{-}(\tau) = 2\pi \sum_{i=1}^s L_{--}^{m=0}(\tau, \mu_i) \mu_i c_i \quad (2-21b)$$

Zur Bestimmung der Strahlungsflußdichten wird demnach nur die Kenntnis des ersten Termes  $L_{++}^{m=0}(\tau, \mu)$  der Reihe (2-7) benötigt.

### 3 Numerische Methoden

#### 3.1 Die Matrix Operator Methode (MOM)

##### 3.1.1 Definitionen optischer Eigenschaften

Die MOM basiert auf den im Kapitel 2 bereitgestellten Grundlagen und macht Gebrauch von der Diskretisation (2-12) der azimutunabhängigen Strahlrichtungen. Darüber hinaus kommt eine Verfahrensweise zur Anwendung, mit deren Hilfe die optischen Eigenschaften einer Gesamtschicht (0,2) aus den entsprechenden Größen der beiden Teilschichten (0,1) und (1,2) zusammengesetzt werden (Abb. 1).

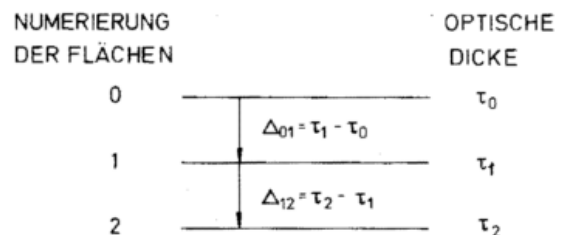


Abb. 1: Aufteilung einer inhomogenen Schicht (0,2) in zwei Teilschichten unterschiedlicher optischer Eigenschaften

Als optische Eigenschaften, bezogen auf den m-ten Entwicklungsterm der Strahlrichtungen  $L_{\pm}^m(\tau)$  werden für die Schicht (0,1) folgende Größen definiert:

- $t^m(0,1)$  diskretisierte Transmissivität (Richtung  $\mu_i$ ,  $i = 1, 2, \dots, s$ ) der Schicht (0,1) bezogen auf die bei  $\tau_0$  eintretenden Strahlrichtungen  $L_{-}^m(\tau_0)$
- $t^m(1,0)$  diskretisierte Transmissivität der Schicht (1,0) bezogen auf die bei  $\tau_1$  eintretenden Strahlrichtungen  $L_{+}^m(\tau_1)$
- $r^m(0,1)$  diskretisierte Reflektivität der Schicht (0,1) bezogen auf  $L_{-}^m(\tau_0)$
- $r^m(1,0)$  diskretisierte Reflektivität von  $L_{+}^m(\tau_1)$
- ${}_1J_{+}^m(1,0)$  diskretisierte Erzeugungsfunktion für aufwärts gerichtete Primärstreuung von Sonnenlicht, erzeugt in der Schicht (1,0)
- ${}_1J_{-}^m(0,1)$  diskretisierte Erzeugungsfunktion für abwärts gerichtete Primärstreuung von Sonnenlicht, erzeugt in der Schicht (0,1)
- ${}_2J_{+}^m(1,0)$  diskretisierte Erzeugungsfunktion für aufwärts gerichtete thermische Emission der Schicht (1,0)
- ${}_2J_{-}^m(0,1)$  diskretisierte Erzeugungsfunktion für abwärts gerichtete thermische Emission der Schicht (0,1)

Entsprechende Definitionen gelten auch für die Schichten (1,2) und (0,2).

##### 3.1.2 Die Darstellung der Strahlrichtungen mit Hilfe der Additionstheoreme

Für die an Ober- und Untergrenze der Schicht (0,1) austretenden Strahlrichtungen werden folgende lineare Zusammenhänge postuliert.

$$L_+^m(\tau_0) = t^m(1,0)L_+^m(\tau_1) + r^m(0,1)L_-^m(\tau_0) + {}_1J_+^m(1,0) + {}_2J_+^m(1,0) \quad (3.1-1a)$$

$$L_-^m(\tau_1) = r^m(1,0)L_+^m(\tau_1) + t^m(0,1)L_-^m(\tau_0) + {}_1J_-^m(0,1) + {}_2J_-^m(0,1) \quad (3.1-1b)$$

Entsprechend gilt an den Rändern der Schicht (1,2)

$$L_+^m(\tau_1) = t^m(2,1)L_+^m(\tau_2) + r^m(1,2)L_-^m(\tau_1) + {}_1J_+^m(2,1) + {}_2J_+^m(2,1) \quad (3.1-2a)$$

$$L_-^m(\tau_2) = r^m(2,1)L_+^m(\tau_2) + t^m(1,2)L_-^m(\tau_1) + {}_1J_-^m(1,2) + {}_2J_-^m(1,2) \quad (3.1-2b)$$

Für die zusammengesetzte Schicht (0,2) gilt in gleicher Weise

$$L_+^m(\tau_0) = t^m(2,0)L_+^m(\tau_2) + r^m(0,2)L_-^m(\tau_0) + {}_1J_+^m(2,0) + {}_2J_+^m(2,0) \quad (3.1-3a)$$

$$L_-^m(\tau_2) = r^m(2,0)L_+^m(\tau_2) + t^m(0,2)L_-^m(\tau_0) + {}_1J_-^m(0,2) + {}_2J_-^m(0,2) \quad (3.1-3b)$$

Durch geeignete Substitution dieser Gleichungen lassen sich auch die im Niveau  $\tau_1$  aufwärts und abwärts gerichteten Strahldichten zurückführen auf die an den Rändern  $\tau_0$  und  $\tau_2$  in die Schicht (0,2) eintretenden Strahldichten  $L_+^m(\tau_2)$  und  $L_-^m(\tau_0)$

$$L_+^m(\tau_1) = (E - r^m(1,2)r^m(1,0))^{-1} [t^m(2,1)L_+^m(\tau_2) + r^m(1,2)t^m(0,1)L_-^m(\tau_0) + r^m(1,2)({}_1J_-^m(0,1) + {}_2J_-^m(0,1)) + {}_1J_+^m(2,1) + {}_2J_+^m(2,1)] \quad (3.1-4a)$$

$$L_-^m(\tau_1) = (E - r^m(1,0)r^m(1,2))^{-1} [r^m(1,0)t^m(2,1)L_+^m(\tau_2) + t^m(0,1)L_-^m(\tau_0) + {}_1J_-^m(0,1) + {}_2J_-^m(0,1) + r^m(1,0)({}_1J_+^m(2,1) + {}_2J_+^m(2,1))] \quad (3.1-4b)$$

In (3.1-4) treten bemerkenswerter Weise nur die optischen Eigenschaften der beiden Teilschichten, nicht jedoch die der Gesamtschicht auf. Diese Tatsache wird ausgenutzt zur Bestimmung der sogenannten Additionstheoreme der optischen Eigenschaften der Schicht (0,2), zusammengesetzt aus den entsprechenden Eigenschaften der Schichten (0,1) und (1,2). Setzt man dazu (3.1-4b) in (3.1-2b) sowie (3.1-4a) in (3.1-1a) ein und vergleicht die Koeffizienten der resultierenden Gleichungen mit denen von (3.1-3b) und (3.1-3a) dann erhält man die Additionstheoreme

$$\begin{aligned} t^m(0,2) &= t^m(1,2)(E - r^m(1,0)r^m(1,2))^{-1}t^m(0,1) \\ t^m(2,0) &= t^m(1,0)(E - r^m(1,2)r^m(1,0))^{-1}t^m(2,1) \\ r^m(0,2) &= r^m(0,1) + t^m(1,0)(E - r^m(1,2)r^m(1,0))^{-1}r^m(1,2)t^m(0,1) \\ r^m(2,0) &= r^m(2,1) + t^m(1,2)(E - r^m(1,0)r^m(1,2))^{-1}r^m(1,0)t^m(2,1) \\ {}_1J_-^m(0,2) &= {}_1J_-^m(1,2) + t^m(1,2)(E - r^m(1,0)r^m(1,2))^{-1}({}_1J_-^m(0,1) + r^m(1,0){}_1J_+^m(2,1)) \\ {}_1J_+^m(2,0) &= {}_1J_+^m(1,0) + t^m(1,0)(E - r^m(1,2)r^m(1,0))^{-1}({}_1J_+^m(2,1) + r^m(1,2){}_1J_-^m(0,1)) \end{aligned} \quad (3.1-5)$$

$${}_2J_-^m(0,2) = {}_2J_-^m(1,2) + t^m(1,2)(E - r^m(1,0)r^m(1,2))^{-1}({}_2J_-^m(0,1) + r^m(1,0){}_2J_+^m(2,1))$$

$${}_2J_+^m(2,0) = {}_2J_+^m(1,0) + t^m(1,0)(E - r^m(1,2)r^m(1,0))^{-1}({}_2J_+^m(2,1) + r^m(1,2){}_2J_-^m(0,1))$$

Entsprechende Beziehungen lassen sich durch geeignete Indizierung zum Zusammensetzen beliebiger benachbarter Schichten aufstellen.

### 3.1.3 Bestimmung der optischen Eigenschaften einer homogenen Elementarschicht

Zur Bestimmung der optischen Eigenschaften einer Elementarschicht geht man aus von den linearen Ansätzen (3.1-1a, b) für die Strahldichten, die am Ober- bzw. Unterrand die Schicht (0,1) verlassen. Diese Beziehungen werden in eine differentielle Form gebracht, um einen Vergleich mit der SG (2-19) zu ermöglichen. Subtraktion von  $L_+^m(\tau_1)$  bzw.  $L_-^m(\tau_0)$  in den Gleichungen (3.1-1a) bzw. (3.1-1b) sowie Division durch  $\Delta\tau = \Delta\tau_0$  ergibt

$$\begin{pmatrix} \frac{L_+^m(\tau_1) - L_+^m(\tau_0)}{\Delta\tau} \\ \frac{L_-^m(\tau_1) - L_-^m(\tau_0)}{\Delta\tau} \end{pmatrix} = \frac{1}{\Delta\tau} \begin{pmatrix} t^m(1,0) - E & r^m(0,1) \\ r^m(1,0) & t^m(0,1) - E \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L_+^m(\tau_1) \\ L_-^m(\tau_0) \end{pmatrix} + \frac{1}{\Delta\tau} \begin{pmatrix} {}_1J_+^m(1,0) + {}_2J_+^m(1,0) \\ {}_1J_-^m(0,1) + {}_2J_-^m(0,1) \end{pmatrix} \quad (3.1-6)$$

Da die Elementarschicht von nur sehr geringer optischer Dicke sei, interpretiert man

$$\begin{aligned} -\frac{L_+^m(\tau_1) - L_+^m(\tau_0)}{\Delta\tau} &\approx -\frac{dL_+^m(\tau)}{d\tau} \\ \frac{L_-^m(\tau_1) - L_-^m(\tau_0)}{\Delta\tau} &\approx \frac{dL_-^m(\tau)}{d\tau} \\ L_+^m(\tau_1) &\approx L_+^m(\tau) \\ L_-^m(\tau_0) &\approx L_-^m(\tau) \end{aligned} \quad (3.1-7)$$

mit  $\tau_0 < \tau < \tau_1$

Einsetzen von (3.1-7) in (3.1-6) ergibt

$$\frac{d}{d\tau} \begin{pmatrix} L_+^m(\tau) \\ L_-^m(\tau) \end{pmatrix} = \frac{1}{\Delta\tau} \begin{pmatrix} E - t^m(1,0) & -r^m(0,1) \\ r^m(1,0) & t^m(0,1) - E \end{pmatrix} \begin{pmatrix} L_+^m(\tau) \\ L_-^m(\tau) \end{pmatrix} + \frac{1}{\Delta\tau} \begin{pmatrix} -{}_1J_+^m(1,0) - {}_2J_+^m(1,0) \\ {}_1J_-^m(0,1) + {}_2J_-^m(0,1) \end{pmatrix} \quad (3.1-8)$$

Diese Beziehung stimmt mit der Form (2—19) der SG überein. Koeffizientenvergleich von (2—19) mit (3.1—8) liefert

$$\mathbf{t}^m(0,1) = \mathbf{t}^m(1,0) = \mathbf{E} - \mathbf{\Gamma}_+^m \Delta\tau = \mathbf{F} + \frac{\tilde{\omega}}{2} \Delta\tau \mathbf{M}^{-1} \mathbf{P}_+^m + \mathbf{C}$$

$$\mathbf{r}^m(1,0) = \mathbf{r}^m(0,1) = \mathbf{\Gamma}_-^m \Delta\tau = \frac{\tilde{\omega}}{2} \Delta\tau \mathbf{M}^{-1} \mathbf{P}_-^m + \mathbf{C}$$

$${}_1\mathbf{J}_+^m(1,0) = \frac{\Delta\tau \tilde{\omega}}{4\pi} S_0 e^{-\tau/\mu_0} \mathbf{M}^{-1} \begin{pmatrix} \mathbf{R}^m(\mu_1, -\mu_0) \\ \vdots \\ \mathbf{R}^m(\mu_s, -\mu_0) \end{pmatrix} \quad (3.1-9)$$

$${}_1\mathbf{J}_-^m(0,1) = \frac{\Delta\tau \tilde{\omega}}{4\pi} S_0 e^{-\tau/\mu_0} \mathbf{M}^{-1} \begin{pmatrix} \mathbf{R}^m(-\mu_1, -\mu_0) \\ \vdots \\ \mathbf{R}^m(-\mu_s, -\mu_0) \end{pmatrix}$$

$${}_2\mathbf{J}_+^m(1,0) = {}_2\mathbf{J}_-^m(0,1) = \Delta\tau (1 - \tilde{\omega}) \mathbf{B}(\tau) \delta_0^m \mathbf{M}^{-1} \begin{pmatrix} 1 \\ \vdots \\ 1 \end{pmatrix} \quad (s\text{-zeilig})$$

mit

$$\mathbf{F} = \mathbf{E} - \mathbf{M}^{-1} \Delta\tau = (\delta_{ij} (1 - \frac{\Delta\tau}{\mu_i})) \approx (\delta_{ij} \exp(-\frac{\Delta\tau}{\mu_i}))$$

und

$$\tau \approx (\tau_0 + \tau_1)/2$$

Die Betrachtung von (3.1—9) zeigt, daß in der Elementarschicht nur Einfach-Streuprozesse enthalten sind. Diese Tatsache erfordert zusammen mit dem in (3.1—7) durchgeführten Übergang zur differentiellen Form, daß die Elementarschicht (0,1) optisch nur sehr dünn sein darf ( $\Delta\tau \leq 10^{-15}$ ).

### 3.1.4 Optische Eigenschaften einer homogenen Schicht beliebiger Dicke

Die optischen Eigenschaften einer homogenen Schicht beliebiger Dicke gehen aus denen einer zugehörigen Elementarschicht (3.1—9) durch ständige Verdoppelung der optischen Dicke mittels der Additionstheoreme hervor. Diese Methodik werde an der Verdoppelung der Elementarschicht  $\Delta_{01}$  (mit  $\Delta_{01} = \Delta_{12} = \Delta_{02}/2$ ) vorgeführt (Abb. 2). Im Falle von Homogenität und Isothermie gilt somit

$$\begin{aligned} \mathbf{t}^m(0,1) &= \mathbf{t}^m(1,0) = \mathbf{t}^m(1,2) = \mathbf{t}^m(2,1) \\ \mathbf{r}^m(0,1) &= \mathbf{r}^m(1,0) = \mathbf{r}^m(1,2) = \mathbf{r}^m(2,1) \\ {}_2\mathbf{J}_+^m(2,1) &= {}_2\mathbf{J}_+^m(1,0) \\ {}_2\mathbf{J}_-^m(1,2) &= {}_2\mathbf{J}_-^m(0,1) \\ {}_1\mathbf{J}_+^m(2,1) &= {}_1\mathbf{J}_+^m(1,0) e^{-\Delta_{01}/\mu_0} \\ {}_1\mathbf{J}_-^m(1,2) &= {}_1\mathbf{J}_-^m(0,1) e^{-\Delta_{01}/\mu_0} \end{aligned} \quad (3.1-10)$$

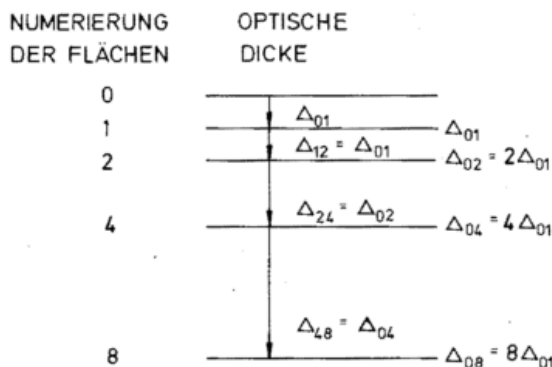


Abb. 2: Verdoppelungsmethode für homogene Schichten

Damit vereinfachen sich die Additionstheoreme (3.1—5) für den Aufbau einer homogenen Doppelschicht (0,2) aus zwei homogenen Elementarschichten gleicher optischer Dicke  $\Delta_{01} = \Delta_{12}$  zu:

$$\begin{aligned} \mathbf{t}^m(0,2) &= \mathbf{t}^m(2,0) = \mathbf{t}^m(0,1)(\mathbf{E} - \mathbf{r}^m(0,1)\mathbf{r}^m(0,1))^{-1} \mathbf{t}^m(0,1) \\ \mathbf{r}^m(0,2) &= \mathbf{r}^m(2,0) = \mathbf{r}^m(0,1) + \mathbf{t}^m(0,1)(\mathbf{E} - \mathbf{r}^m(0,1)\mathbf{r}^m(0,1))^{-1} \cdot \\ &\quad \cdot \mathbf{r}^m(0,1)\mathbf{t}^m(0,1) \\ {}_1\mathbf{J}_-^m(0,2) &= {}_1\mathbf{J}_-^m(0,1) e^{-\frac{\Delta_{01}}{\mu_0}} + \mathbf{t}^m(0,1)(\mathbf{E} - \mathbf{r}^m(0,1)\mathbf{r}^m(0,1))^{-1} \cdot \\ &\quad \cdot ({}_1\mathbf{J}_-^m(0,1) + \mathbf{r}^m(0,1){}_1\mathbf{J}_+^m(1,0) e^{-\frac{\Delta_{01}}{\mu_0}}) \quad (3.1-11) \\ {}_1\mathbf{J}_+^m(2,0) &= {}_1\mathbf{J}_+^m(1,0) + \mathbf{t}^m(0,1)(\mathbf{E} - \mathbf{r}^m(0,1)\mathbf{r}^m(0,1))^{-1} \cdot \\ &\quad \cdot ({}_1\mathbf{J}_+^m(1,0) e^{-\frac{\Delta_{01}}{\mu_0}} + \mathbf{r}^m(0,1){}_1\mathbf{J}_-^m(0,1)) \\ {}_2\mathbf{J}_-^m(0,2) &= {}_2\mathbf{J}_-^m(0,1) + \mathbf{t}^m(0,1)(\mathbf{E} - \mathbf{r}^m(0,1)\mathbf{r}^m(0,1))^{-1} \cdot \\ &\quad \cdot ({}_2\mathbf{J}_-^m(0,1) + \mathbf{r}^m(0,1){}_2\mathbf{J}_+^m(1,0)) \\ {}_2\mathbf{J}_+^m(2,0) &= {}_2\mathbf{J}_+^m(1,0) + \mathbf{t}^m(0,1)(\mathbf{E} - \mathbf{r}^m(0,1)\mathbf{r}^m(0,1))^{-1} \cdot \\ &\quad \cdot ({}_2\mathbf{J}_+^m(1,0) + \mathbf{r}^m(0,1){}_2\mathbf{J}_-^m(0,1)) \end{aligned}$$

Demnach ergeben sich die optischen Eigenschaften der Doppelschicht (0,2) allein aus denen der Elementarschicht (0,1), bekannt aus (3.1—9).

Die formale Anwendung der Additionstheoreme (3.1—11) ermöglicht somit die Bestimmung optischer Eigenschaften einer homogenen Schicht beliebiger optischer Dicke durch aufeinander folgende Verdoppelungen. Bei jeder Anwendung von (3.1—11) sind lediglich die Indizes in den Additionstheoremen mit dem Faktor 2 zu multiplizieren; entsprechend gilt  $\Delta_{0l} = l\Delta_{01}$ . In der Elementarschicht (0,1) tritt voraussetzungsgemäß nur Primärstreuung auf. Die erste Verdoppelung erfaßt aber bereits die Vielfachstreuung. Die optische Dicke von  $\Delta_{01}$  wird unter Beachtung des Erfahrungswertes  $\Delta_{01} \leq 10^{-15}$  so gewählt, daß sich die Dicke der betrachteten homogenen Gesamtschicht als ganzzahliges Vielfaches der Verdoppelung von  $\Delta_{01}$  ergibt.

### 3.1.5 Bestimmung der Strahldichten in einer aus homogenen Teilschichten zusammengesetzten inhomogenen Atmosphäre

Jede vertikal inhomogene Atmosphäre läßt sich in guter Näherung zusammensetzen aus N in sich homogenen, isothermen Teilschichten. Die Bestimmung der Strahldichten in einer solchen Atmosphäre mittels der MOM soll an einem überschaubaren Beispiel (N = 3) gezeigt werden (Abb. 3).

Zunächst werden, ausgehend von den bekannten optischen Eigenschaften (3.1—9) der jeweiligen Elementarschichten, mittels (3.1—11) die Eigenschaften der drei homogenen Teilschichten I, II und III getrennt bestimmt. Zur Erfassung des Einflusses der Bodenalbbedo  $A_G$  wird der Boden als eine fiktive Schicht (N, N + 1) aufgefaßt, der die folgenden Eigenschaften zugeordnet werden:

$$\begin{aligned} \mathbf{t}^m(N, N+1) &= \mathbf{t}^m(N+1, N) = 0 \\ \mathbf{r}^m(N, N+1) &= \mathbf{r}_G, \quad \mathbf{r}^m(N+1, N) = 0 \end{aligned} \quad (3.1-12)$$

$$\begin{aligned}
 {}_1J_{-}^m(N, N+1) &= {}_2J_{-}^m(N, N+1) = 0 \\
 {}_1J_{+}^m(N+1, N) &= A_G \frac{\mu_0}{\pi} S_0 e^{-\tau_N/\mu_0} \delta_0^m \begin{pmatrix} 1 \\ \vdots \\ 1 \end{pmatrix}, \\
 {}_2J_{+}^m(N+1, N) &= (1-A_G) B_G \delta_0^m \begin{pmatrix} 1 \\ \vdots \\ 1 \end{pmatrix}
 \end{aligned} \quad (s\text{-zeilig})$$

Hierin ist  $B_G$  die thermische Emission des Erdbodens,  $A_G$  die Bodenbedo, und für die (s,s)-Reflexionsmatrix  $r_G$  findet man unter der Voraussetzung isotroper Reflexion am Erdboden, unabhängig vom Entwicklungsindex m:

$$r_G = 2A_G \begin{pmatrix} \mu_1 c_1 & \dots & \mu_s c_s \\ \vdots & & \vdots \\ \mu_1 c_1 & \dots & \mu_s c_s \end{pmatrix} \quad (3.1-13)$$

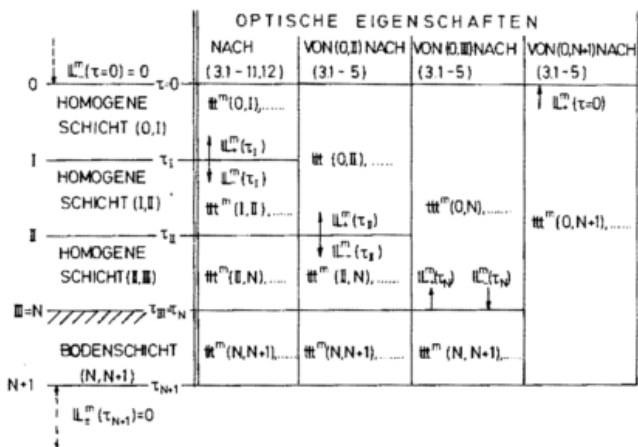


Abb. 3: Bestimmung der Strahldichten in einer aus 3 homogenen Teilschichten aufgebauten inhomogenen Atmosphäre. In der Tabelle sind in Abweichung vom Text gekennzeichnet:  
 Spaltenmatrizen: mit einem vertikalen Zusatzstrich (Text: halbfette, kursive Buchstaben)  
 (s,s)-Matrizen: mit zwei vertikalen Zusatzstrichen (Text: halbfette, gerade Buchstaben)

Zur Lösung des gestellten Problems werden noch Randbedingungen an der Ober- und Untergrenze benötigt. Diese lauten

$$L_{+}^m(\tau_{N+1}) = L_{-}^m(\tau_{N+1}) = 0 \quad (3.1-14)$$

Auf dem Wege zur Bestimmung der Strahldichten müssen nun schrittweise die optischen Eigenschaften der Gesamtatmosphäre aus den bereits ermittelten Eigenschaften der homogenen Teilschichten zusammengesetzt werden. Dazu bedient man sich der Additionstheoreme (3.1-5) und faßt zunächst die Eigenschaften der Schichten (0,I) und (I,II) zu denen von (0,II), dann die der Schichten (0,II) und (II,III) zu denen von (0,III) und schließlich die Resultate von (0,III) mit den Eigenschaften der fiktiven Schicht (N,N+1) zusammen (Abb. 3). Der letzte Schritt in dieser Reihe soll nochmals näher betrachtet werden.

Es seien also bereits die optischen Eigenschaften der Gesamtschicht (0,III) — oder auch (0,N) — bestimmt und zwar in Gestalt von

$$\begin{aligned}
 t^m(0, N), t^m(N, 0), r^m(0, N), r^m(N, 0) \\
 {}_1J_{-}^m(0, N), {}_1J_{+}^m(N, 0), {}_2J_{-}^m(0, N), {}_2J_{+}^m(N, 0)
 \end{aligned} \quad (3.1-15)$$

Die Additionstheoreme (3.1-5), angewandt auf (3.1-15) und (3.1-12) liefern dann für die Atmosphäre einschließlich der fiktiven Schicht, also die Gesamtschicht (0,N+1):

$$\begin{aligned}
 t^m(N+1, 0) &= t^m(0, N+1) = 0 \\
 r^m(0, N+1) &= r^m(0, N) + t^m(N, 0)(E - r_G r^m(N, 0))^{-1} r_G t^m(0, N) \\
 r^m(N+1, 0) &= 0 \\
 {}_1J_{-}^m(0, N+1) &= {}_2J_{-}^m(0, N+1) = 0 \\
 {}_1J_{+}^m(N+1, 0) &= {}_1J_{+}^m(N, 0) + t^m(N, 0)(E - r_G r^m(N, 0))^{-1} \cdot \\
 &\quad \cdot ({}_1J_{+}^m(N+1, N) + r_G {}_1J_{-}^m(0, N)) \\
 {}_2J_{+}^m(N+1, 0) &= {}_2J_{+}^m(N, 0) + t^m(N, 0)(E - r_G r^m(N, 0))^{-1} \cdot \\
 &\quad \cdot ({}_2J_{+}^m(N+1, N) + r_G {}_2J_{-}^m(0, N))
 \end{aligned} \quad (3.1-16)$$

Geht man mit diesen Ergebnissen (3.1-16) und den Randbedingungen (3.1-14) ein in die Gleichungen (3.1-3a) bzw. in (3.1-4a,b), dann folgen daraus die gewünschten Resultate für  $L_{+}^m(\tau=0)$  bzw.  $L_{\pm}^m(\tau_N)$ .

Erneuter Gebrauch von (3.1-4a,b), unter Verwendung von  $L_{-}^m(\tau=0) = 0$ , der Strahldichten  $L_{+}^m(\tau_N)$  und der optischen Eigenschaften der zugehörigen Schichten, liefert  $L_{\pm}^m(\tau_{II})$  und entsprechend letztlich  $L_{\pm}^m(\tau_I)$  (siehe Abb. 3).

Damit sind die azimutunabhängigen Strahldichten  $L_{\pm}^m$  an allen Referenzflächen der vorgegebenen Modellatmosphäre bestimmt. Anwendung der Beziehung (2-20) liefert schließlich die vollständige Information über die Strahldichten, d.h.  $L_{\pm}^m(\tau, \mu, \varphi)$ . Die Kenntnis der Strahldichten ermöglicht abschließend auch die Bestimmung der Strahlungsflußdichten nach (2-21a,b).

### 3.1.6 Abschlußbemerkungen

Der wesentliche Vorteil der MOM ist deren Anwendbarkeit auf den gesamten Bereich aller in planetaren Atmosphären auftretenden optischen Dicken. Allerdings erfordert eine erwünschte hohe Genauigkeit einen relativ hohen Rechenaufwand.

Die mathematische Durchführung der MOM, wie hier beschrieben, folgt in den wesentlichen Grundzügen der Darstellung von PLASS et al (1973). Zahlreiche andere Autoren haben zur Entwicklung der MOM beigetragen, wie aus der hier zitierten Arbeit zu entnehmen ist. In einigen Arbeiten wurde auch die Polarisation des Lichtes berücksichtigt.

PLASS, G. N.; KATTAWAR, G. W.; CATCHINGS, F. E.: Matrix operator theory of radiation transfer. I: Rayleigh scattering. Appl. Optics 12 (1973) S. 314-329.

### 3.2 Die „Successive Order of Scattering“-Methode (SSM)

Die SSM geht aus von dem mit  $M^{-1}$  multiplizierten Gleichungssystem (2-17):

$$\begin{aligned}
 \frac{d}{d\tau} L_{+}^m(\tau) - M^{-1} L_{+}^m(\tau) + M^{-1} J_{+}^m(\tau) &= 0 \\
 \frac{d}{d\tau} L_{-}^m(\tau) + M^{-1} L_{-}^m(\tau) - M^{-1} J_{-}^m(\tau) &= 0
 \end{aligned} \quad (3.2-1)$$

mit  $m = 0, 1, \dots, \Lambda$  nach (2-7).

Die formale Lösung dieses linearen Differentialgleichungssystems lautet

$$L_+^m(\tau) = \exp(-\mathbf{M}^{-1}(\tau_N - \tau))L_+^m(\tau_N) + \int_{\tau}^{\tau_N} \exp(-\mathbf{M}^{-1}(\tau' - \tau))\mathbf{M}^{-1}\mathbf{J}_+^m(\tau')d\tau' \quad (3.2-2)$$

$$L_-^m(\tau) = \exp(-\mathbf{M}^{-1}\tau)L_-^m(\tau=0) + \int_0^{\tau} \exp(-\mathbf{M}^{-1}(\tau - \tau'))\mathbf{M}^{-1}\mathbf{J}_-^m(\tau')d\tau'$$

wobei

$$\begin{aligned} L_+^m(\tau_N), L_-^m(\tau=0) & \text{ untere und obere Randbedingung} \\ \mathbf{J}_+^m(\tau), \mathbf{J}_-^m(\tau) & \text{ Quellfunktionen nach (2-17)} \\ \mathbf{M}^{-1} = (\delta_{ij}\mu_i^{-1}) & \text{ und } \exp(-\mathbf{M}^{-1}\mathbf{x}) = (\delta_{ij}\exp(-x/\mu_i)). \end{aligned}$$

Da die zu berechnenden Strahldichten in den Quellfunktionen (vergl. (2-17)) enthalten sind, wird (3.2-2) iterativ gelöst. Die dabei nur einmalig zu berechnenden Anteile (Randbedingungen, solare Primärstreuung, thermische Emission) werden separiert und zu folgenden Definitionsbeziehungen zusammengefaßt:

$$Y_+^m(\tau) = \exp(-\mathbf{M}^{-1}(\tau_N - \tau))L_+^m(\tau_N) + \int_{\tau}^{\tau_N} \exp(-\mathbf{M}^{-1}(\tau' - \tau))\mathbf{M}^{-1}(\mathbf{J}_+^m(\tau') + \mathbf{J}_-^m(\tau'))d\tau' \quad (3.2-3)$$

$$Y_-^m(\tau) = \exp(-\mathbf{M}^{-1}\tau)L_-^m(\tau=0) + \int_0^{\tau} \exp(-\mathbf{M}^{-1}(\tau - \tau'))\mathbf{M}^{-1}(\mathbf{J}_+^m(\tau') + \mathbf{J}_-^m(\tau'))d\tau'$$

Der verbleibende Anteil der Lösung werde abkürzend bezeichnet als

$$\begin{aligned} Q_+^m(\tau, L_+^m(\tau), L_-^m(\tau)) = \\ = \int_{\tau}^{\tau_N} \frac{\tilde{\omega}}{2} \exp(-\mathbf{M}^{-1}(\tau' - \tau))\mathbf{M}^{-1}[\mathbf{P}_{++}^m(\tau')\mathbf{C}L_+^m(\tau') + \\ + \mathbf{P}_{+-}^m(\tau')\mathbf{C}L_-^m(\tau')]d\tau' \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Q_-^m(\tau, L_+^m(\tau), L_-^m(\tau)) = \\ = \int_0^{\tau} \frac{\tilde{\omega}}{2} \exp(-\mathbf{M}^{-1}(\tau - \tau'))\mathbf{M}^{-1}[\mathbf{P}_{-+}^m(\tau')\mathbf{C}L_+^m(\tau') + \\ + \mathbf{P}_{--}^m(\tau')\mathbf{C}L_-^m(\tau')]d\tau' \end{aligned} \quad (3.2-4)$$

Damit lautet die Lösung (3.2-2)

$$\begin{aligned} L_+^m(\tau) = Y_+^m(\tau) + Q_+^m(\tau, L_+^m(\tau), L_-^m(\tau)) \\ L_-^m(\tau) = Y_-^m(\tau) + Q_-^m(\tau, L_+^m(\tau), L_-^m(\tau)) \end{aligned} \quad (3.2-5)$$

Liegt allgemein eine Integralgleichung der Form

$$y(x) = Y(x) + \int_{x_0}^x f(t, y(t))dt \quad (3.2-6)$$

vor, so läßt sich die Lösung iterativ approximieren. Unter Vorgabe der nullten Näherung  $y_0(x) = Y(x)$  gilt

$$y(x) \approx y_n(x) = y_0(x) + \int_{x_0}^x f(t, y_{n-1}(t))dt \quad (n \geq 1) \quad (3.2-7)$$

Anwendung auf (3.2-5) ergibt für den n-ten Iterationsschritt

$$\begin{aligned} L_+^m(\tau)_n = L_+^m(\tau)_{n=0} + Q_+^m(\tau, L_+^m(\tau)_{n-1}, L_-^m(\tau)_{n-1}) \\ L_-^m(\tau)_n = L_-^m(\tau)_{n=0} + Q_-^m(\tau, L_+^m(\tau)_{n-1}, L_-^m(\tau)_{n-1}) \end{aligned} \quad (n \geq 1) \quad (3.2-8)$$

mit

$$L_{\pm}^m(\tau)_{n=0} = Y_{\pm}^m(\tau)$$

Die Konvergenzeigenschaften dieses Verfahrens hängen im wesentlichen ab von der optischen Dicke des Mediums, von der Anzahl der Entwicklungsterme  $\Lambda$  der Phasenfunktion, von der Inhomogenität in der Verteilung der optischen Parameter und der in die Rechnung eingehenden atmosphärischen Zustandsgrößen und von der Anzahl  $s$  der in  $L_{\pm}^m(\tau)$  auftretenden Elemente  $L_{\pm}^m(\tau, \mu_i)$ .

Die in (3.2-8) erforderlichen Randbedingungen für die diffusen Strahldichten am Ober- bzw. Unterrand der Atmosphäre werden unter Voraussetzung isotroper Bodenreflexion angesetzt

$$L_-^m(\tau=0) = 0 \quad (3.2-9a)$$

$$\begin{aligned} L_+^m(\tau_N) = \mathbf{r}_G L_-^m(\tau_N) + \\ + \frac{A_G}{\pi} \delta_0^m \mu_0 S_0 e^{-\tau/\mu_0} \begin{pmatrix} 1 \\ \vdots \\ 1 \end{pmatrix} + B_G(1-A_G)\delta_0^m \begin{pmatrix} 1 \\ \vdots \\ 1 \end{pmatrix} \quad (s\text{-zeilig}) \end{aligned} \quad (3.2-9b)$$

mit  $A_G$  = Bodenalbedo

$\mathbf{r}_G$  = Reflexionsmatrix des Erdbodens (3.1-13)

Die obere Randbedingung bei  $\tau = 0$  läßt keine diffuse Einstrahlung zu. Die untere Randbedingung bei  $\tau = \tau_N$  setzt sich aus drei Anteilen zusammen. Das sind die isotrope Reflexion des am Erdboden einfallenden diffusen Lichtes  $L_-^m(\tau_N)$ , die Bodenreflexion der noch vorhandenen parallelen Sonnenstrahlung und die thermische Emission des Erdbodens.

Setzt man in (3.2-8)  $n = 1$ , dann erfassen die  $L_{\pm}^m(\tau)_{n=0}$ -Terme die Einflüsse der Randbedingungen, das Primärstreuung der Solarstrahlung sowie die isotrope thermische Emission des Mediums. Die Terme  $Q_{\pm}^m(\tau, L_{\pm}^m(\tau)_{n=0})$  beinhalten das sekundär gestreute Sonnenlicht sowie die primär gestreute thermische Strahlung. Jeder weitere Iterationsschritt erfaßt durch Einsetzen der vorangehenden Ergebnisse der Strahldichten in die  $Q_{\pm}^m$ -Terme die Streuprozesse der nächst höheren Ordnung. Die Iteration wird solange fortgesetzt, bis ein zusätzlicher Streuprozess nur noch Änderungen der Strahldichten unterhalb einer vorgegebenen Schranke ergibt. Die azimutale Abhängigkeit der Strahldichten folgt dann aus (2-20); die Flüsse findet man mittels (2-21a,b).

Die SSM besitzt gegenüber anderen numerischen Methoden den großen Vorteil, daß sich jedem Iterationsschritt wegen der mit  $n$  stetig anwachsenden Ordnung der Streuprozesse eine physikalische Bedeutung zuordnen läßt. Von Nachteil sind hingegen die langsame Konvergenz des Verfahrens für  $\omega \rightarrow 1$  und große optische Dicken des Mediums.

Die SSM in der hier angegebenen Form geht auf einen unveröffentlichten Vorschlag von SEKERA (1961) zurück. Eine detaillierte Ausarbeitung findet sich bei KORB und ZDUNKOWSKI (1970).

KORB, G.; W. ZDUNKOWSKI: Distribution of radiative energy in ground fog. Tellus 22 (1970) 298-320.

### 3.3 Reihenentwicklung der Strahldichte nach Kugelfunktionen — Das „Spherical Harmonics“-Verfahren, SHV

Das SHV verwendet als grundlegende Gleichung die Beziehung (2—8), die auf dem Lösungsansatz (2-7)

$$L(\tau, \mu, \varphi) = \sum_{m=0}^{\Lambda} (2 - \delta_0^m) L^m(\tau, \mu) \cos m \varphi \quad (3.3-1)$$

für die Strahldichte beruht. Hierin werden in  $L^m(\tau, \mu)$  die unabhängigen Variablen separiert durch den Ansatz

$$L^m(\tau, \mu) = \sum_{l=m}^M \frac{2l+1}{2} I_l^m(\tau) P_l^m(\mu), \quad P_l^m = 0 \quad \text{für } m > l \quad (3.3-2)$$

mit  $M = 2p - 1 + m \geq \Lambda$ ,  $p = 1, 2, \dots$

Einsetzen von (3.3-2) in (2—8) sowie Anwendung des Integraloperators

$$\text{Op}(\dots) = \int_{-1}^{+1} (\dots) P_n^m(\mu) d\mu$$

spaltet die Integro-Differentialgleichung (2—8) auf in  $(\Lambda + 1)$ -Systeme gewöhnlicher inhomogener linearer Differentialgleichungen. Jedes dieser Systeme enthält  $2p = (M + 1 - m)$  Differentialgleichungen zur Bestimmung der Unbekannten  $I_l^m(\tau)$  und ist von der Form

$$(l+1+m) \frac{dI_{l+1}^m(\tau)}{d\tau} + (l-m) \frac{dI_{l-1}^m(\tau)}{d\tau} + (\tilde{\omega} p_l - (2l+1)) I_l^m(\tau) = -\frac{\tilde{\omega}}{2\pi} S_0 e^{-\tau/\mu_0} p_l^m P_l^m(-\mu_0) - 2(1-\tilde{\omega}) B(\tau) \delta_0^m \delta_{0,l} \quad (3.3-3)$$

mit  $m = 0, 1, \dots, \Lambda$  und  $p_l, p_l^m$  Entwicklungskoeffizienten der Phasenfunktion nach (2—2) bzw. (2—6)  
 $l = m, m+1, \dots, M$

Damit die Zahl der Unbekannten und der Gleichungen übereinstimmt, wird gefordert:  $I_{m-1}^m(\tau) = I_{M+1}^m(\tau) = 0$ .

Zur Abkürzung werden folgende Symbole eingeführt

$$I^m(\tau) = \begin{pmatrix} I_m^m(\tau) \\ I_{m+1}^m(\tau) \\ \vdots \\ I_M^m(\tau) \end{pmatrix} \quad m = 0, 1, \dots, \Lambda \quad \text{Zeilenzahl: } 2p = M + 1 - m \quad (3.3-4)$$

$A^m, B^m$  — Konstante  $(2p, 2p)$ -Koeffizientenmatrizen  
 $f^m(\tau)$  —  $(2p)$ -Spaltenmatrix zur Erfassung des primär gestreuten Sonnenlichtes und der thermischen Emission

Damit lautet (3.3-3) formal

$$B^m \frac{d}{d\tau} I^m(\tau) - A^m I^m(\tau) = f^m(\tau) \quad (3.3-5)$$

Multiplikation mit  $(B^m)^{-1}$  und Verwendung der Abkürzungen

$$G^m = (B^m)^{-1} A^m, \quad D^m(\tau) = (B^m)^{-1} f^m(\tau)$$

formt (3.3-5) um in

$$\frac{d}{d\tau} I^m(\tau) - G^m I^m(\tau) = D^m(\tau) \quad (3.3-6)$$

Die Lösung dieses linearen Gleichungssystems lautet

$$I^m(\tau) = \exp(\tau G^m) C^m + \int_0^\tau \exp((\tau-s)G^m) D^m(s) ds \quad (3.3-7)$$

mit den Integrationskonstanten

$$C^m = \begin{pmatrix} C_1^m \\ C_2^m \\ \vdots \\ C_{2p}^m \end{pmatrix}$$

Die in (3.3-7) auftretenden Exponentialmatrizen werden nach folgendem mathematischen Formalismus ausgewertet

$$\exp(\tau G^m) = \sum_{\alpha=0}^{M-m} \eta_{\alpha+1}^m(\tau) X_\alpha^m = N^m(\tau) \quad (3.3-8)$$

$$X_0^m = E, \quad X_\alpha^m = \prod_{i=1}^{\alpha} (G^m - \lambda_i^m E), \quad \alpha = 1, 2, \dots, M+1-m$$

mit  $\lambda_i^m$  Eigenwerte von  $G^m$

Die skalaren Koeffizienten  $\eta_1^m(\tau), \dots, \eta_{M+1-m}^m(\tau)$  werden rekursiv bestimmt durch die Lösung des folgenden Systems linearer Differentialgleichungen

$$\frac{d\eta_1^m}{d\tau} = \lambda_1^m \eta_1^m;$$

$$\frac{d}{d\tau} \eta_{\alpha+1}^m = \lambda_{\alpha+1}^m + \eta_\alpha^m, \quad \alpha = 1, 2, \dots, M-m$$

mit den Anfangsbedingungen

$$\eta_1^m(0) = 1; \quad \eta_{\alpha+1}^m(0) = 0$$

Damit wird der Integralterm in (3.3-7) zu

$$H^m(\tau) = \int_0^\tau \exp((\tau-s)G^m) D^m(s) ds = \int_0^\tau N^m(\tau-s) D^m(s) ds \quad (3.3-9)$$

Mit diesen Abkürzungen schreibt sich die Lösung des  $m$ -ten Systems (3.3-7) in kompakter Darstellung

$$I^m(\tau) = N^m(\tau) C^m + H^m(\tau) \quad (3.3-10)$$

oder in Komponentendarstellung

$$\begin{pmatrix} I_m^m(\tau) \\ I_{m+1}^m(\tau) \\ \vdots \\ I_M^m(\tau) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} N_{11}^m(\tau) & \dots & N_{1,2p}^m(\tau) \\ \vdots & & \vdots \\ N_{2p,1}^m(\tau) & \dots & N_{2p,2p}^m(\tau) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_1^m \\ \vdots \\ C_{2p}^m \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} H_{11}^m(\tau) \\ \vdots \\ H_{2p}^m(\tau) \end{pmatrix} \quad (3.3-11)$$

$m = 0, 1, \dots, \Lambda$  — Zahl der Systeme  $\Lambda + 1$

$2p = M + 1 - m$  — Zahl der Gleichungen des  $m$ -ten Systems

Zur Bestimmung der Integrationskonstanten  $C_i^m$  werden zunächst die azimutunabhängigen Anteile der Strahldichten  $L^m(\tau, \mu)$  nach (3.3—2) gebildet und dann mit Hilfe der sogenannten Marschak-Randbedingungen unter Verwendung der Gleichung (3.3—11) ausgewertet.

$$\int_{-1}^0 L^m(0, \mu) P_{m+2j-1}^m(\mu) d\mu = 0 \quad (3.3-12a)$$

$$\int_0^1 L^m(\tau_N, \mu) P_{m+2j-1}^m(\mu) d\mu = \int_0^1 [2A_G \int_{-1}^0 L^m(\tau, \mu) \mu d\mu + |A_G \frac{\mu_0}{\pi} S_0 e^{-\tau_N/\mu_0} + (1-A_G) B_G | \delta_0^m] P_{m+2j-1}^m(\mu) d\mu \quad (3.3-12b)$$

$j = 1, 2, \dots, p$   
 $m = 0, 1, \dots, \Lambda$

In (3.3—12b) wird Gebrauch gemacht von der Randbedingung (3.2—9b), wobei Äquivalenz besteht zwischen dem mit  $2A_G$  multiplizierten inneren Integral in (3.3—12b) und dem Produkt  $r_G L^m(\tau_N)$ .

Die Vorteile der SHV liegen in der weitgehend analytischen Behandlung der Lösung für die Strahldichten. Im Gegensatz zu den vorangehenden Verfahren wird nämlich durch die Verwendung des Ansatzes (3.3—2) eine Diskretisation der Strahldichten bezüglich der Zenitabhängigkeit überflüssig. Der Rechenaufwand steigt allerdings enorm mit der Anzahl  $\Lambda$  der Entwicklungsterme in der Phasenfunktion. Zusätzlich ergaben sich bisher numerische Schwierigkeiten bei der Bestimmung der Eigenwerte für  $M > 30$ .

Die vorliegende Darstellung der SHV geht im wesentlichen zurück auf DEUZE et al (1973) sowie auf ZDUNKOWSKI and KORB (1974).

DEUZE, J. L.; DEVAUX, Cl.; HERMAN, M.: Utilisation de la méthode des harmoniques sphériques dans les calculs de transfert radiatif. Extension au cas de couches diffusantes d'absorption variable. *Nouv. Rev. Opt.* 4 (1973) S. 307—314.

ZDUNKOWSKI, W. G.; KORB, G.: Eine approximative Methode zur Bestimmung der kurzwelligen Strahlungsflüsse in streuenden und absorbierenden Medien. *Beitr. Phys. Atmosph.* 47 (1974) S. 129—144.

### 3.4 Die Zwei-Strom-Verfahren (ZSV)

#### 3.4.1 Einführung

Für energetische Betrachtungen des Strahlungsfeldes ist die Kenntnis der Strahlungsflußdichten erforderlich, woraus man durch Divergenzbildung Temperaturveränderungen ableiten kann. Die grundlegenden Gleichungen (2—7; 2—21) weisen aus, daß zur Bestimmung der Strahldichten das vollständige Strahlungsfeld ( $m = 0, 1, \dots, N$ ) bekannt sein muß, während zur Berechnung der Strahlungsflußdichten  $F_{\pm}(\tau)$  nur  $L_{\pm}^{m=0}(\tau, \mu)$  benötigt wird. Der Rechenaufwand zur Bestimmung der  $F_{\pm}(\tau)$  auf diesem Wege ist allerdings so aufwendig, daß sich eine routinemäßige Anwendung für dynamische Modelle verbietet. Deshalb wird schon seit langem in Astrophysik und Meteorologie versucht, die aufwärts und abwärts gerichteten Flüsse unmittelbar zu bestimmen, ohne dazu auf die Kenntnis der  $L_{\pm}^{m=0}(\tau, \mu)$  zurückgreifen zu müssen. Diese Methoden werden in der Fachliteratur als Zwei-Strom-Verfahren (ZSV) bezeichnet und gehen auf die klassischen Arbeiten von SCHUSTER, SCHWARZSCHILD und EDDINGTON zurück. Obwohl diese Autoren von unterschiedlichen Voraussetzungen ausgehen, zeigen die aus ihren Überlegungen hervorgehenden Differentialgleichungen für die  $F_{\pm}(\tau)$  die gleiche mathematische Struktur. Diese resultierenden Differentialgleichungen lassen sich unter einschränkenden Bedingungen auch aus der strengen Strahlungsübertragungsgleichung herleiten, was im folgenden Abschnitt gezeigt wird.

teten Flüsse unmittelbar zu bestimmen, ohne dazu auf die Kenntnis der  $L_{\pm}^{m=0}(\tau, \mu)$  zurückgreifen zu müssen. Diese Methoden werden in der Fachliteratur als Zwei-Strom-Verfahren (ZSV) bezeichnet und gehen auf die klassischen Arbeiten von SCHUSTER, SCHWARZSCHILD und EDDINGTON zurück. Obwohl diese Autoren von unterschiedlichen Voraussetzungen ausgehen, zeigen die aus ihren Überlegungen hervorgehenden Differentialgleichungen für die  $F_{\pm}(\tau)$  die gleiche mathematische Struktur. Diese resultierenden Differentialgleichungen lassen sich unter einschränkenden Bedingungen auch aus der strengen Strahlungsübertragungsgleichung herleiten, was im folgenden Abschnitt gezeigt wird.

#### 3.4.2 Die mathematische Formulierung des ZSV

Zur Herleitung der Differentialgleichungen für  $F_{\pm}(\tau)$  geht man zweckmäßig aus von der Version (2—10) der SG. In diesen Gleichungen werden folgende Vereinfachungen angebracht, um einen Übergang zur Flußform zu ermöglichen:

1.  $m = 0$ . Es sei  $L^{m=0}(\tau, \mu) = L(\tau, \mu)$

2.a) Die azimutal gemittelte Streufunktion wird in geeigneter Weise zunächst formal vereinfacht

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} P(\mu, \mu'; \varphi, \varphi') d(\varphi - \varphi') = R^{m=0}(\mu, \mu') \approx R_D(\mu, \mu') \quad (3.4-1)$$

2.b) Das primär gestreute Sonnenlicht enthält einen beträchtlichen Strahlungsanteil, der näherungsweise die Richtung der parallelen Sonnenstrahlung hat. Diese Strahlung entspricht dem prozentualen Energieanteil  $f$ , der in der Diffraktionsspitze der Phasenfunktion enthalten ist ( $f < 1$ ). Entzieht man diesen Anteil dem solaren Primärstreufeld und fügt ihn wieder der Parallelstrahlung hinzu, dann ergeben sich zwei Konsequenzen. Zum einen führt eine zu (3.4—1) entsprechende Vereinfachung für das Primärstreulicht zu einem anderen Resultat, das sich formal darstellen läßt als

$$R^{m=0}(\mu, \mu_0) \approx R_p(\mu, \mu_0) \quad (3.4-2)$$

Bezeichnet man zum anderen die der Parallelstrahlung hinzugefügte Energie als

$$dE_p'' = \sigma_s f E_p \frac{dz}{\mu_0}$$

mit  $\sigma_s$  = Volumens-Streukoeffizient

dann wird das Bouguer-Lambertsche Gesetz für die parallele Sonnenstrahlung  $E_p$  modifiziert zu

$$dE_p = dE_p' + dE_p'' = -E_p(\sigma_a + (1-f)\sigma_s) \frac{dz}{\mu_0} = -E_p \sigma_c \frac{dz}{\mu_0} (1 - \tilde{\omega} f) = -E_p \frac{d\tau}{\mu_0} (1 - \tilde{\omega} f) \quad (3.4-3)$$

mit  $\sigma_a$  = Volumens-Absorptionskoeffizient  
 und  $\sigma_c = \sigma_s + \sigma_a$

Das hat zur Folge, daß im Primärstreuterm der SG der Term  $\exp(-\tau/\mu_0)$  ersetzt werden muß durch  $\exp\left(-\frac{\psi(\tau)}{\mu_0}\right)$  mit

$$\psi(\tau) = - \int_{\infty}^{\tau} \sigma_c (1 - \tilde{\omega} f) d\zeta = \int_0^{\tau} (1 - \tilde{\omega} f) d\tau^* \quad (3.4-4)$$

3. Die linke Seite von Gleichung (2—10) erlaubt einen unmittelbaren Zugang zur Strahlungsflußdichte. Die rechte Seite hingegen erfordert für den entsprechenden Übergang einige Vereinfachungen

$$a) \int_0^{\tau} L_{\pm}(\tau, \mu') R_D(\mu, \mu') d\mu' = L_{\pm}(\tau, \mu^*) \int_0^1 R_D(\mu, \mu') d\mu' \approx \int_0^1 L_{\pm}(\tau, \mu) d\mu \int_0^1 R_D(\mu, \mu') d\mu' \quad (3.4-5)$$

$$b) F_{\pm}(\tau) = 2\pi \int_0^1 \mu L_{\pm}(\tau, \mu) d\mu = 2\pi \bar{\mu} \int_0^1 L_{\pm}(\tau, \mu) d\mu \quad (3.4-6)$$

$$c) 2\pi \int_0^1 B(\tau) \frac{\mu}{\mu} d\mu \approx \frac{\pi B(\tau)}{\bar{\mu}} \quad (3.4-7)$$

Einsetzen von (3.4—6) in (3.4—5) ergibt

$$\int_0^1 L_{\pm}(\tau, \mu') R_D(\mu, \mu') d\mu' \approx \frac{F_{\pm}(\tau)}{2\pi \bar{\mu}} \int_0^1 R_D(\mu, \mu') d\mu' \quad (3.4-8)$$

Die Herleitung der beiden Differentialgleichungen für die aufwärts bzw. abwärts gerichteten Strahlungsflußdichten erfolgt jetzt mittels Anwendung des Operators  $2\pi \int_0^1 (\dots) d\mu$  auf (2—10) unter Benutzung von (3.4—1,2,4,7) und (3.4—8). Man erhält dann

$$\frac{dF_{+}(\tau)}{d\tau} = \alpha_1 F_{+}(\tau) - \alpha_2 F_{-}(\tau) - \alpha_3 S_0 e^{-\psi(\tau)/\mu_0} - \alpha_5 \pi B(\tau) \quad (3.4-9)$$

$$\frac{dF_{-}(\tau)}{d\tau} = \alpha_2 F_{+}(\tau) - \alpha_1 F_{-}(\tau) + \alpha_4 S_0 e^{-\psi(\tau)/\mu_0} + \alpha_5 \pi B(\tau)$$

mit	und
$\alpha_1 = D(1-\tilde{\omega}\alpha_0)$	$\alpha_0 = \frac{1}{2} \int_0^1 d\mu \int_0^1 R_D(\mu, \mu') d\mu'$
$\alpha_2 = D\tilde{\omega}\beta_0$	$\beta_0 = \frac{1}{2} \int_0^1 d\mu \int_0^1 R_D(\mu, -\mu') d\mu'$
$\alpha_3 = \tilde{\omega}(1-\Gamma)\beta(\mu_0)$	$\alpha(\mu_0) = \frac{1}{2(1-\Gamma)} \int_0^1 R_p(-\mu, -\mu_0) d\mu$
$\alpha_4 = \tilde{\omega}(1-\Gamma)\alpha(\mu_0)$	$\beta(\mu_0) = \frac{1}{2(1-\Gamma)} \int_0^1 R_p(\mu, -\mu_0) d\mu$
$\alpha_5 = D(1-\tilde{\omega})$	
$D = 1/\bar{\mu}$	

(3.4—10)

Die Differentialgleichung (3.4—9) ist die Standardform, die alle ZSV aufweisen. Die Struktur dieses Gleichungssystems erlaubt, den darin auftretenden Koeffizienten folgende physikalische Interpretation zuzuordnen:

- $\alpha_0, (\beta_0)$  — mittlerer prozentualer Vorwärts-(Rückwärts)-Streukoeffizient der diffusen Strahlung
- $\alpha(\mu_0), (\beta(\mu_0))$  — mittlerer prozentualer Streukoeffizient der in den unteren (oberen) Halbraum primär gestreuten parallelen Sonnenstrahlung
- D — Diffusivitätsfaktor

Aus Gründen der Energieerhaltung gilt

$$\alpha_0 + \beta_0 = 1; \quad \alpha(\mu_0) + \beta(\mu_0) = 1 \quad (3.4-11)$$

was man mittels (3.4—10) nachweisen kann. Bei Rotations-symmetrie der Phasenfunktion bezüglich des einfallenden Lichtstrahls gilt  $\beta(\mu_0 = 0) = 0.5$ .

Die Koeffizienten  $\alpha_1, \dots, \alpha_5$  werden bestimmt durch die Wahl der Parameter  $D, \beta_0, \beta(\mu_0)$  und  $f$ . Die „single scattering albedo“  $\omega$  hingegen wird durch die Partikelverteilungsfunktion, die Wellenlänge, den Brechungsindex und Anwendung der Streutheorie festgelegt. Die spezielle Wahl der genannten Parameter ist der Grund für die Unterschiede zwischen den ZSV der verschiedenen Autoren. Verfahren, die  $f \neq 0$  ansetzen, gehen auf einen Vorschlag von POTTER zurück und werden als  $\delta$ -ZSV bezeichnet. Im Falle  $f = 0$  resultieren die Schuster-Schwarzschild-Gleichungen.

Zahlenwerte der Parameter  $D, f, \beta_0$  und  $\beta(\mu_0)$  sollen jetzt noch exemplarisch mit Hilfe von (3.4—10) angegeben werden. Die Werte von  $D$  variieren in den Angaben der verschiedenen Autoren zwischen  $1.5 \leq D \leq 2$ . Für den in der Diffraktionsspitze der Phasenfunktionen enthaltenen Energieanteil  $f$  wird gewöhnlich angenommen

$$f = \begin{cases} p_2/5 & \text{Miesche Phasenfunktion} \\ (p_1/3)^2 & \text{Heny-Greenstein-Phasenfunktion} \end{cases}$$

Zur Bestimmung von  $\beta_0$  und von  $\beta(\mu_0)$  wird nach JOSEPH et al (1976) unter Verwendung der Diracschen Deltafunktion angesetzt

$$R_D(\mu, \mu') = 2f\delta(\mu - \mu') + (1-f) \sum_{l=0}^{\Lambda=1} p_l' P_l(\mu) P_l(\mu')$$

$$p_l' = \frac{p_l - f(2l+1)}{1-f}; \quad p_0 = 1 \quad (3.4-12)$$

und

$$R_p(\mu, \mu_0) = (1-f) \sum_{l=0}^{\Lambda=1} p_l' P_l(\mu) P_l(\mu_0)$$

Einsetzen von (3.4—12) in (3.4—10) liefert

$$\beta_0 = \frac{4-p_1-f}{8}; \quad \beta(\mu_0) = \frac{1}{2} - \frac{\mu_0}{4} \frac{p_1-3f}{1-f}$$

Zur Lösung von (3.4—9) wird die Atmosphäre in Schichten konstanter optischer Eigenschaften eingeteilt, in denen eine lineare Änderung der Schwarzstrahlung mit der optischen Dicke angenommen wird (Abb. 4).

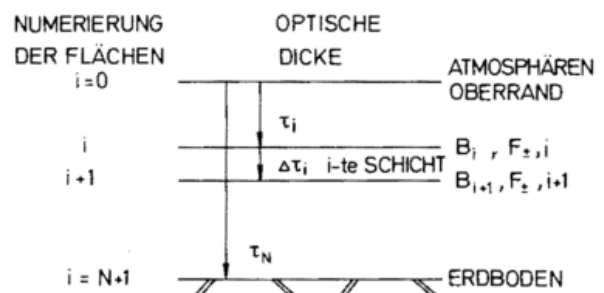


Abb. 4: Unterteilung der Atmosphäre

Unter Verwendung der Definition

$$\begin{aligned} \ddot{F}_{+,i} &= \pi B_i - F_{+,i} \\ \ddot{F}_{-,i+1} &= \pi B_{i+1} - F_{-,i+1} \end{aligned} \quad (3.4-13)$$

lassen sich die Lösungen von (3.4—9) an den Rändern der i-ten Schicht formal darstellen durch folgenden linearen Zusammenhang

$$\begin{pmatrix} \dot{F}_{-i+1} \\ \dot{F}_{+i} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -a_{2,i} & a_{6,i} & a_{4,i} & a_{5,i} \\ -a_{3,i} & -a_{6,i} & a_{5,i} & a_{4,i} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_i \\ \pi(B_{i+1}-B_i) \\ \dot{F}_{-i} \\ \dot{F}_{+i+1} \end{pmatrix} \quad (3.4-14)$$

mit  $B_i = B(T(\tau_i))$

$$S_{i+1} = S_i \exp(-(1-\tilde{\omega}_i f_i) \Delta \tau_i / \mu_0) \quad \text{und} \quad S_{i=0} = S_0 \mu_0$$

Die explizite Form der Koeffizienten der Lösungsmatrix in (3.4-14) findet man bei ZDUNKOWSKI et al (1980, 1982).

Abgesehen von den lokal definierten Planckschen Funktionen  $B_i$  lassen sich alle anderen Strahlungsflußdichten auf der rechten Seite von (3.4-14) durch fortwährende Substitution auf die entsprechenden Größen an den Atmosphärenrändern zurückführen. Dort gelten die Randbedingungen

$$i=0: \quad \dot{F}_{-0} = \pi B_0 \quad (3.4-15)$$

$$i=N+1: \quad \dot{F}_{+N+1} = A_G(\dot{F}_{-N+1} - S_{N+1} + \pi(B_G - B_{N+1}))$$

### 3.4.3 Abschlußbemerkungen

Der wesentliche Vorteil der ZSV besteht in dem relativ geringen Rechenaufwand, wodurch deren Verwendung in dynamischen Modellen ermöglicht wird. Die in die ZSV eingehenden Vereinfachungen reduzieren allerdings die Qualität der Ergebnisse verglichen mit den anderen hier besprochenen Berechnungsmethoden. Hinsichtlich der Rechengenauigkeit sind die  $\delta$ -ZSV ( $f \neq 0$ ) den gewöhnlichen ZSV ( $f = 0$ ) deutlich überlegen, da bei den  $\delta$ -Verfahren die Auswirkungen der Diffraktionsspitze der Phasenfunktion besser erfaßt werden.

Die Ausführungen dieses Abschnittes folgen im wesentlichen den Arbeiten von

JOSEPH, J. H.; WISCOMBE, W. J.; WEINMAN, J. A.: The Delta-Eddington Approximation for radiative flux transfer. *J. Atmos. Sci.* 33 (1976) S. 2452-2459.

ZDUNKOWSKI, W. G.; WELCH, R. M.; KORB, G.: An investigation of the structure of typical two-stream-methods for the calculation of solar fluxes and heating rates in clouds. *Beitr. Phys. Atmos.* 53 (1980) S. 147-166.

ZDUNKOWSKI, W. G.; PANHANS, W. G.; WELCH, R. M.; KORB, G.: A radiation scheme for circulation and climate models. *Beitr. Phys. Atmos.* 55 (1982) S. 215-238.

## 3.5 Das Monte-Carlo-Verfahren (MCV)

### 3.5.1 Einführung

Das MCV beruht auf einer direkten Simulation des realen Prozesses der Ausbreitung von Solarstrahlung in der Atmosphäre. Man läßt dazu eine große Anzahl von Test-Energieträgern (Modell-Photonen) aus der Richtung der parallelen Sonnenstrahlung auf den Rand des zu untersuchenden Mediums (Atmosphäre, Wolke) einfallen und verfolgt in diesem Experiment den individuellen Weg der Energieträger unter Berücksichtigung von deren Streuung und Absorption. Aus der Zahl und dem Energieinhalt der Energieträger an beliebigen Punkten im Medium kann dann die gesuchte Strahldichte und daraus die Strahlungsflußdichte bestimmt werden. Im Prinzip ist es also nur notwendig, so lange Test-Energieträger auf das Medium einfallen zu lassen, bis an den zu untersuchenden Stellen im Medium eine statistisch signifikante Anzahl von Energieträgern vorgefunden wird.

Der Vorteil des MCV besteht in der Möglichkeit, Probleme beliebiger Geometrie behandeln zu können, wie z.B. die Bestimmung des Strahlungstransports in dreidimensionalen Wolken mit partiellem Bedeckungsgrad. Im Gegensatz zu anderen Methoden treten beim MCV auch keine Schwierigkeiten auf bei beliebiger vertikaler und horizontaler Verteilung der optischen Parameter. Es können daher Strahldichten oder Strahlungsflußdichten an jeder Stelle in einem beliebig geschichteten Medium bestimmt werden. Der einzige wirkliche Nachteil des MCV ist bedingt durch die statistische Natur der Lösung. An einem vorgegebenen Punkt des Mediums hängt nämlich deren Genauigkeit von der Anzahl der benutzten Test-Energieträger ab, weshalb eine erwünschte hohe Lösungsgenauigkeit einen sehr großen Rechenaufwand erfordert.

### 3.5.2 Bestimmung des Streuweges eines beliebigen Energieträgers in der Atmosphäre

Zum besseren Verständnis soll der Streuweg zunächst für eine homogene, planparallele und horizontal unendlich ausgehende Atmosphäre beschrieben werden, deren optische Eigenschaften bekannt seien. Der Übergang zur vertikal inhomogenen Atmosphäre und zum seitlich begrenzten Medium wird später kurz skizziert. Die Obergrenze der Modellatmosphäre werde durch parallele Sonnenstrahlung gleichmäßig beleuchtet; am Erdboden wird Reflexion und Absorption zugelassen. Thermische Strahlung des Erdbodens und der Atmosphäre wird aus allen Betrachtungen ausgeschlossen.

Die am Oberrand der Atmosphäre einfallende Sonnenstrahlung bestehe aus hypothetischen Energieträgern, denen jeweils eine Energie  $E_0$  zugeordnet wird. Diese Energieträger sollen sich gradlinig fortbewegen und können in der Atmosphäre mit extingierenden Partikeln zusammenstoßen, wobei sich ihre Richtung gemäß den Streugesetzen ändern soll. Bei diesem Prozeß kann außerdem ein Teil von  $E_0$  durch Absorption auf das Partikel übergehen. Entlang des atmosphärischen Streuweges kann schließlich  $E_0$  noch durch Gasabsorption verringert werden.

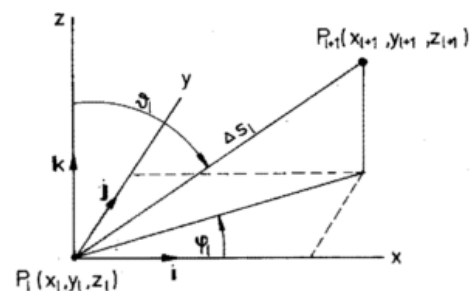


Abb. 5: Definition der Koordinaten eines Streupunktes

Zur analytischen Erfassung des Streuweges muß zunächst ein geometrischer Zusammenhang bereitgestellt werden. Als bekannt angesehen werde: die Position eines Energieträgers an dem beliebigen Streupunkt  $P_i$  mit den Koordinaten  $(x_i, y_i, z_i)$ , die Entfernung  $\Delta s_i$  zum nächsten Streupunkt  $P_{i+1}$  sowie die Flugrichtung zwischen den Streupunkten, definiert durch Zenitwinkel  $\vartheta_i$  und Azimutwinkel  $\varphi_i$ . Aus Abbildung 5 findet man dann für die Koordinaten des Streupunktes  $P_{i+1}$

$$\begin{aligned} x_{i+1} &= x_i + \Delta s_i \sin \vartheta_i \cos \varphi_i \\ y_{i+1} &= y_i + \Delta s_i \sin \vartheta_i \sin \varphi_i \\ z_{i+1} &= z_i + \Delta s_i \cos \vartheta_i \end{aligned} \quad (3.5-1)$$

Zur Beschreibung des Streuweges eines beliebigen Energieträgers werden folgende Bezeichnungen durch Abbildung 6 eingeführt:

- $P_0$  — Eintrittspunkt des Energieträgers am Oberrand der Atmosphäre; Eintrittsrichtung sei  $\vartheta_0, \varphi_0$ .  
 $P_0$  stehe stellvertretend für die Flächeneinheit der Eintrittsfläche.
- $\Delta s_0; \Delta s_i$  — Entfernung zwischen  $P_0$  und dem ersten Streupunkt  $P_1$ ; Entfernung zwischen den Streupunkten  $P_i$  und  $P_{i+1}$ .
- $\vartheta_i; \varphi_i$  — Zenitaler bzw. azimutaler Richtungswinkel der Verbindungslinie  $\Delta s_i$ .
- $\theta_i; \Phi_i$  — Lokaler zenitaler bzw. azimutaler Streuwinkel.
- D — Durchgangspunkte des Energieträgers durch eine beliebige Referenzfläche R, an der Strahlendichten und Strahlungsflußdichten bestimmt werden sollen.
- E — Beendigung des Streuweges des Energieträgers entweder durch Austritt am Oberrand der Atmosphäre oder nach vollständiger Absorption der dem Träger zugeordneten Energie.

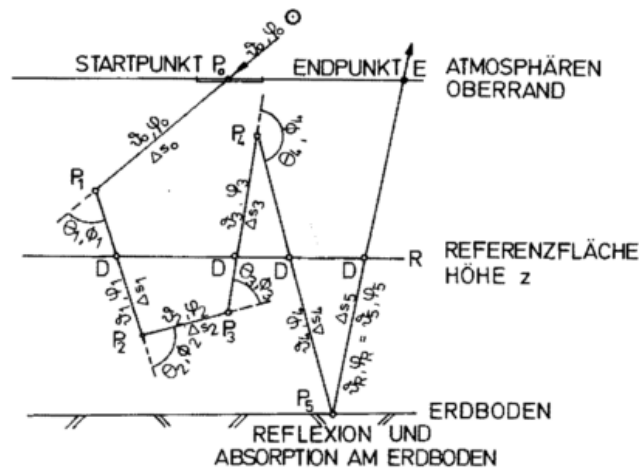


Abb. 6: Beschreibung des Streuweges eines beliebigen Energieträgers

Die analytische Bestimmung des Streuweges eines Energieträgers in der zunächst als homogen angenommenen Atmosphäre soll für die Strecke  $P_0, P_1, P_2$  gezeigt werden. Zunächst wird die Entfernung  $\Delta s_0$  zwischen dem Einfallspunkt  $P_0$  mit den vorgegebenen Koordinaten  $(x_0, y_0, z_0)$  und dem ersten Streupunkt  $P_1$  mit den gesuchten Koordinaten  $(x_1, y_1, z_1)$  mittels der Partikeltransmission T bestimmt

$$T = \exp(-\sigma_e^* s) \quad (3.5-2)$$

Hierbei muß der Partikel-Extinktionskoeffizient  $\sigma_e^*$  für einen nicht zu breiten Spektralbereich konstant angesetzt werden. Die Transmission T stellt die Wahrscheinlichkeit dar, daß ein

Energieträger zwischen zwei Streuprozessen die Entfernung s zurücklegt. Aus einer beliebig gewählten Zufallszahl für T zwischen null und eins läßt sich daher mittels (3.5-2) die Distanz  $s = \Delta s_0$  bestimmen. Einsetzen in (3.5-1) unter Verwendung der Richtung  $\vartheta_0, \varphi_0$  der parallelen Sonnenstrahlung ergibt dann die gesuchten Koordinaten  $(x_1, y_1, z_1)$  des ersten Streupunktes  $P_1$ . Infolge des Streuprozesses tritt am Punkt  $P_1$  eine Richtungsänderung des Energieträgers bezüglich der Einfallrichtung  $\vartheta_0, \varphi_0$  auf, die zunächst durch die lokalen Streuwinkel  $\theta_1, \phi_1$  festgelegt wird.

Der lokale zenitale Streuwinkel  $\theta_1$  wird mit Hilfe der Phasenfunktion  $P(\cos \theta)$  und einer Zufallszahl bestimmt, wodurch dem statistischen Charakter des Streuvorganges Rechnung getragen wird. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Energieträger in den Winkelbereich zwischen null Grad (Vorwärtsstreuung) und  $\theta_1$  gestreut wird, ist gegeben durch die Verteilungsfunktion

$$\bar{p}(\theta_1) = \frac{\int_0^{\theta_1} P(\cos \theta) \sin \theta d\theta}{\int_0^\pi P(\cos \theta) \sin \theta d\theta} \quad (3.5-3)$$

Für eine Partikelstreufunction erhält man aus (3.5-3) die in Abbildung 7 wiedergegebene Darstellung für die Verteilungsfunktion  $\bar{p}(\theta)$ .

Identifiziert man  $\bar{p}(\theta)$  mit einer Zufallszahl zwischen null und eins, dann folgt entsprechend dem in Abbildung 7 angegebenen Schema ein zugehöriger Zahlenwert für  $\theta_1$ .

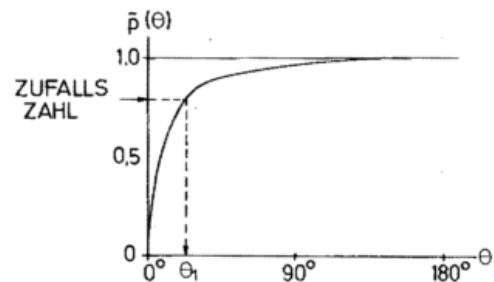


Abb. 7: Bestimmung des lokalen zenitalen Streuwinkels  $\theta_1$

Zur Bestimmung von  $\phi_1$  verfährt man wie folgt. Bei konstantem Wert  $\theta_1$  ist die Phasenfunktion  $P(\cos \theta_1)$  bekanntlich unabhängig von dem Azimutwinkel  $\phi$ , der in der Ebene senkrecht zur Einfallrichtung gemessen wird. Wegen dieser Gleichverteilung kann das gesuchte  $\phi_1$  durch eine weitere Zufallszahl, diesmal zwischen null und  $2\pi$ , festgelegt werden.

Mit  $(\theta_1, \phi_1)$  ist jetzt zwar die Richtungsänderung im Streupunkt  $P_1$  gegenüber  $(\vartheta_0, \varphi_0)$  festgelegt. Gewünscht wird aber die Definition der neuen Flugrichtung  $\overline{P_1 P_2}$ , durch die Winkel  $(\vartheta_1, \varphi_1)$ , bezogen auf das kartesische Basis-System. Zu deren Bestimmung wird am Punkt  $P_1$  ein neues kartesisches Koordinatensystem  $(i', j', k')$  eingeführt, wobei  $k'$  die Einfallrichtung  $(\vartheta_0, \varphi_0)$  des Energieträgers in  $P_1$  annehmen soll (Abb. 8). Dies wird erreicht durch eine erste Drehung  $\varphi_0$  des  $(i, j, k)$ -Basis-Systems um die  $k$ -Achse, wodurch  $j$  zu  $j'$  wird. Eine zweite Drehung  $\vartheta_0$  um die  $j'$ -Achse schließt sich an, womit  $k'$  nun die gewünschte Richtung  $\overline{P_0 P_1}$  hat. Diese Koordinatentransformation läßt sich analytisch darstellen durch

$$\begin{pmatrix} i' \\ j' \\ k' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\vartheta_0 \cos\varphi_0 & \cos\vartheta_0 \sin\varphi_0 & -\sin\vartheta_0 \\ -\sin\varphi_0 & \cos\varphi_0 & 0 \\ \sin\vartheta_0 \cos\varphi_0 & \sin\vartheta_0 \sin\varphi_0 & \cos\vartheta_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i \\ j \\ k \end{pmatrix} = (A'_{ij}) \begin{pmatrix} i \\ j \\ k \end{pmatrix} \quad (3.5-4)$$

Am gleichen Punkt  $P_1$  wird ein drittes Koordinatensystem  $(i'', j'', k'')$  so definiert, daß  $k''$  die Streurichtung  $\overline{P_1 P_2}$  annehme, wobei  $(i'', j'', k'')$  aus  $(i', j', k')$  hervorgehe durch zwei aufeinander folgende Drehungen um die Winkel  $\phi_1$  und  $\theta_1$  analog den zuvor beschriebenen Drehvorschriften. Damit wird

$$\begin{pmatrix} i'' \\ j'' \\ k'' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_1 \cos\phi_1 & \cos\theta_1 \sin\phi_1 & -\sin\theta_1 \\ -\sin\phi_1 & \cos\phi_1 & 0 \\ \sin\theta_1 \cos\phi_1 & \sin\theta_1 \sin\phi_1 & \cos\theta_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i' \\ j' \\ k' \end{pmatrix} = (A''_{ij}) \begin{pmatrix} i' \\ j' \\ k' \end{pmatrix} \quad (3.5-5)$$

Kombination von (3.5-4,5) liefert

$$\begin{pmatrix} i'' \\ j'' \\ k'' \end{pmatrix} = (A''_{ij})(A'_{ij}) \begin{pmatrix} i \\ j \\ k \end{pmatrix} = \left( \prod_{n=1}^3 A''_{in} A'_{nj} \right) \begin{pmatrix} i \\ j \\ k \end{pmatrix} \quad (3.5-6)$$

Schließlich wird noch ein viertes Koordinatensystem  $(i^*, j^*, k^*)$  eingeführt, indem das Basis-System  $(i, j, k)$  gemäß obiger Drehvorschrift um die Winkel  $\varphi_1, \vartheta_1$  gedreht wird, so daß die  $k^*$ -Achse ebenfalls die Richtung  $\overline{P_1 P_2}$  annimmt

$$\begin{pmatrix} i^* \\ j^* \\ k^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\vartheta_1 \cos\varphi_1 & \cos\vartheta_1 \sin\varphi_1 & -\sin\vartheta_1 \\ -\sin\varphi_1 & \cos\varphi_1 & 0 \\ \sin\vartheta_1 \cos\varphi_1 & \sin\vartheta_1 \sin\varphi_1 & \cos\vartheta_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i \\ j \\ k \end{pmatrix} \quad (3.5-7)$$

Somit sind  $k^*$  und  $k''$  identisch, so daß aus (3.5-6,7) folgt

$$\begin{aligned} \sin\vartheta_1 \cos\varphi_1 &= \sum_{n=1}^3 A''_{3n} A'_{n1} \\ \sin\vartheta_1 \sin\varphi_1 &= \sum_{n=1}^3 A''_{3n} A'_{n2} \\ \cos\vartheta_1 &= \sum_{n=1}^3 A''_{3n} A'_{n3} \end{aligned} \quad (3.5-8)$$

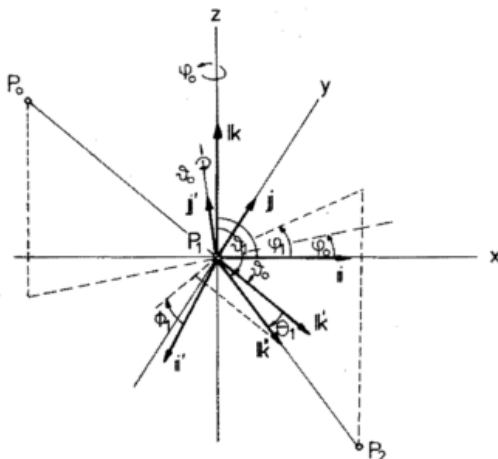


Abb. 8: Drehungen des Koordinatensystems zur Bestimmung der Streurichtungen.  $i, j, k$  repräsentieren das kartesische Basis-System

Damit sind nicht nur die Winkel  $(\vartheta_1, \varphi_1)$  bestimmt, sondern es wird sogar eine zur unmittelbaren Anwendung in (3.5-1) geeignete Kombination von Winkelfunktionen bereitgestellt. Es fehlt also zur Bestimmung der Koordinaten  $(x_2, y_2, z_2)$  des

Streupunktes  $P_2$  in (3.5-1) nur noch die Entfernung  $\Delta s_2$  die analog zu  $\Delta s_1$  mit Hilfe einer Zufallszahl für die Transmission  $T$  nach (3.5-2) gewonnen wird.

Durch Wiederholung des geschilderten Prozesses zur Bestimmung des Streuweges  $\overline{P_1 P_2}$  läßt sich der gesamte atmosphärische Zufallsweg des Energieträgers simulieren. Tritt der Energieträger durch den gedachten Oberrand der Atmosphäre in Richtung Weltraum aus, wird der Zufallsweg als beendet angesehen. Beim Auftreffen des Energieträgers auf den Erdboden wird seine Energie zu einem vorgegebenen Anteil absorbiert, der Energieträger selbst mit entsprechend reduzierter Energie isotrop reflektiert. Die Reflexionsrichtung  $(\vartheta_R, \varphi_R)$  läßt sich also unter Zuhilfenahme zweier Zufallszahlen zwischen  $(0-\pi/2)$  bzw.  $(0-2\pi)$  simulieren.

Zur Festlegung von Strahldichten und Strahlungsflußdichten an den vorgegebenen Referenzflächen müssen die zugehörigen Durchstoßpunkte  $D$  und Durchstoßrichtungen des Energieträgers entlang des Streuweges registriert werden. Diese Registrierung ist zwar ein aufwendiges Buchführungsproblem, aber ohne weitere mathematische Schwierigkeiten durchführbar.

Der Einfachheit halber wurde im vorliegenden Abschnitt die mathematische Beschreibung des Streuweges am Beispiel einer homogenen Atmosphäre demonstriert. Im Falle einer vertikal inhomogenen Atmosphäre muß bei der Bestimmung des Streuweges lediglich der Höhenabhängigkeit des Partikel-Extinktionskoeffizienten  $\sigma_e^*$  Rechnung getragen werden. Dies geschieht, in dem die Bestimmungsgleichung (3.5-2) für die Distanz  $\Delta s_i$  zwischen den beiden Streupunkten  $P_i$  und  $P_{i+1}$  ersetzt wird durch

$$T = \exp\left(-\int_{P_i}^{P_{i+1}} \sigma_e^*(s) ds\right) \quad (3.5-9)$$

worin das Integral gemäß den geometrischen und atmosphärischen Gegebenheiten durch eine Summe anzunähern ist. Der Formalismus zur Richtungsbestimmung wird durch Inhomogenität nicht berührt.

### 3.5.3 Absorption durch Partikel und gasförmige Absorber

Infolge von Absorption durch Partikel und atmosphärische Gase wird die Anfangsenergie eines Testenergieträgers entlang des Streuweges reduziert, was starke Auswirkungen auf die Strahldichten haben kann. Zur analytischen Beschreibung dieses Vorganges wird definiert:

$N$  — Gesamtzahl der am Oberrand der Atmosphäre am Punkt  $P_0$  der Bezugsfläche einfallende Energieträger, z. B. 20000, bezogen auf die Zeit- und Flächeneinheit.

$E(s=0) = E_0 = \frac{\mu_0 S_0}{N}$  — Energie des Trägers am Eintrittspunkt.

$s_D$  — Streuweg eines Energieträgers zwischen Startpunkt  $P_0$  und dem beliebigen Durchstoßpunkt  $D$  auf der Strecke  $\overline{P_L P_{L+1}}$

$$s_D = \sum_{l=0}^{L-1} \Delta s_l + \Delta s_D \quad (3.5-10)$$

mit  $\Delta s_D = \overline{P_L D}$  und  $\Delta s_l$  wie zuvor definiert.

$\Delta u_i \Delta u_D$  — Die auf dem geometrischen Weg  $\Delta s_i$  durchlaufene druck- und temperaturkorrigierte Masse eines gasförmigen Absorbers;  $\Delta u_D$  beziehe sich auf  $\Delta s_D$ .

$u_D$  — Durchlaufene Absorbermasse auf dem Weg  $s_D$ .

$E(s_D)$  — Energie des Trägers nach durchlaufenem Streuweg  $s_D$ .

$\omega_l^*$  — „Single scattering albedo“ des Streupartikels am Punkt  $P_l$ . Die Größe  $(1-\omega_l^*)$  entspricht dem prozentualen Anteil der vom  $l$ -ten Streupartikel absorbierten Energie.

$A(u_D)$  — Absorptionsfunktion eines gasförmigen atmosphärischen Absorbers.

Mit diesen Definitionen ergibt sich nach Durchlaufen der beliebigen Strecke  $s_D$  des Streuweges als Energie des Trägers

$$E(s_D) = E_0(1-A(u_D)) \prod_{i=1}^L \omega_i^* \quad (3.5-11)$$

wobei  $L$  die Anzahl der Streuvorgänge ist. Sollten entlang des Weges Streupunkte am Boden auftreten, so ist für diese Punkte in (3.5-11) der Wert  $\omega_l^*$  durch die Bodenbedo  $A_G$  zu ersetzen.

### 3.5.4 Bestimmung der Strahldichte und Strahlungsflußdichten in einem Referenzniveau

Die vorangegangenen Abschnitte beschreiben die Bestimmung des Zufallsweges und der Energieabnahme eines Energieträgers, der unter der Richtung der Sonnenstrahlung  $(\vartheta_0, \varphi_0)$  eine Einheitsbezugsfläche am Oberrand der Atmosphäre nach unten durchdringt. Zu einer statistisch gesicherten Beschreibung des Strahlungsfeldes muß der Vorgang für eine hinreichend große Zahl  $N$  wiederholt werden. Eine große Anzahl dieser Träger wird eine vorgegebene Referenzfläche ein- und mehrfach an berechenbaren Punkten  $D$  in den Richtungen  $(\vartheta_D, \varphi_D)$  durchdringen. Die Punkte  $D$  liegen zwar im allgemeinen nicht innerhalb der vertikalen Luftsäule, die am Oberrand durch die Einheitsbezugsfläche abgegrenzt wird, werden ihr aber zugeordnet. Ein solches Verfahren ist zulässig, da bei gleichmäßiger Beleuchtung des atmosphärischen Oberrandes innerhalb jeder Säule gleichen Querschnitts im statistischen Mittel die gleiche Anzahl und Richtungsverteilung der Energieträger vorgefunden wird.

Die Bestimmung der Strahldichten und Strahlungsflußdichten an einer beliebigen Referenzfläche der Höhe  $z$  verläuft also wie folgt. Zunächst werden die Streuwege sämtlicher  $N$  Energieträger vom Anfangspunkt  $P_0$  bis zum Endpunkt  $E$  bestimmt. Anschließend ordnet man alle Durchstoßpunkte  $D$  von Energieträgern durch die Referenzflächen mit den dazugehörigen Richtungen und Energien der vertikalen Luftsäule vom Einheitsquerschnitt unterhalb  $P_0$  zu. In einer Referenzfläche der Höhe  $z$  liegen dann insgesamt  $J(z)$  Durchgänge von Energieträgern mit unterschiedlichen Richtungen und Energien vor.

Teilt man nun noch die Einheitskugelfläche in  $k = 2K$  diskrete Raumwinkelelemente  $\Delta\Omega_k$  auf, mit

$k = 1, \dots, K$  unterer Halbraum

$k = k+1, \dots, 2K$  oberer Halbraum,

dann enthält jedes  $\Delta\Omega_k$  die Anzahl  $J_k(z)$  Durchgänge, wobei gilt

$$J(z) = \sum_{k=1}^{2K} J_k(z)$$

Bezeichnet man die Energien, die die Träger bei ihrem Durchgang durch die Referenzfläche noch besitzen mit

$E(s_D^{kj}(z))$  — Energie des  $j$ -ten Trägers im Raumwinkelelement  $\Delta\Omega_k$  beim Durchgang durch die Referenzfläche der Höhe  $z$ .

$$j = 1, \dots, J_k(z)$$

dann erhält man als Strahldichte für das  $k$ -te Raumwinkelelement

$$L_k(z) = \frac{1}{\Delta\Omega_k \Delta t \Delta F} \sum_{j=1}^{J_k(z)} E(s_D^{kj}(z)) \quad (3.5-12)$$

Hierin sind  $\Delta t$  das Zeitintervall und  $\Delta F$  die Bezugsfläche, auf welche die Gesamtzahl  $N$  der in  $P_0$  eintretenden Energieträger bezogen ist.

Die in der betrachteten Referenzfläche nach unten und oben gerichteten Strahlungsflußdichten ergeben sich aus (3.5-12) als

$$F_-(z) = \sum_{k=1}^K L_k(z) \Delta\Omega_k \quad F_+(z) = \sum_{k=K+1}^{2K} L_k(z) \Delta\Omega_k \quad (3.5-13)$$

### 3.5.5 Ergänzende Bemerkungen

Die hier beschriebene Methode ist nicht beschränkt auf die Berechnung des Strahlungsfeldes in horizontal homogenen Medien von unendlich großer seitlicher Erstreckung. Unter Beibehaltung des zugrundegelegten Prinzips kann die Methode nach zusätzlicher Einführung vertikaler Referenzflächen auch auf horizontal inhomogene, finite Medien Anwendung finden. In diesem Fall müssen allerdings die gesamte Wolkenoberfläche und die der Sonne zugewandten Seitenflächen als Strahlungsempfänger in die Rechnung einbezogen werden.

Die vorliegende Beschreibung stellt eine ausführliche Ausarbeitung des MCV dar nach der Arbeit von

DAVIS, J. M.; COX, S. K.; MCKEE, T. B.: Total short wave radiation characteristics of absorbing finite clouds. J. Atmos. Sci. 36 (1979) S. 508—518,

der weitere Literaturhinweise entnommen werden können.

## 4 Schlußbemerkung

Die Auswahl der vorgestellten numerischen Methoden zur Lösung der Strahlungsübergangsgleichung wurde so getroffen, daß jedes Verfahren charakteristisch ist für eine Gruppe ähnlicher Methoden mit speziellen Vorzügen, wie hohe Rechengenauigkeit auch für große optische Dicken (MOM), physikalische Interpretierbarkeit (SSM), mathematische Durchschaubarkeit (SHV), operationelle Anwendbarkeit (ZSV) und direkte Simulation der Streuvorgänge (MCV). Mit Ausnahme der ZSV können im Prinzip auch die Polarisierungseffekte des diffusen Strahlungsfeldes mittels der vorgestellten Verfahren berücksichtigt werden. Der zusätzliche beträchtliche Rechenaufwand steht aber in keinem Verhältnis zum Nutzen, wenn die Bestimmung der energetischen Auswirkungen des Strahlungsfeldes im Vordergrund stehen soll. Zur Beantwortung optischer Fragen hingegen kann auf die Erfassung der Polarisation des Lichtes nicht verzichtet werden.

# Strahlungseigenschaften von dreidimensionalen Wolken

## 1 Einleitung

Die eindimensionale Betrachtung und mathematische Behandlung von Wolken ist nur im Falle von horizontal ausgedehnten (stratiformen) Wolkenfeldern gerechtfertigt. Häufig treten Wolken jedoch als durchbrochene Wolkenschichten oder als Felder von Einzelwolken auf, deren Strahlungseigenschaften dann auch von der Geometrie der Wolken abhängen. Im letzten Fall ist neben der vertikalen optischen Dicke das Verhältnis derselben zur horizontalen optischen Dicke (oder Ausdehnung) wichtig. Je kleiner dieses Verhältnis ist, desto mehr ähnelt die endlich ausgedehnte Wolke in ihren Strahlungseigenschaften einer horizontal unendlich ausgedehnten Wolke.

Photonen, die aus den Seitenflächen der endlichen Wolken austreten, werden nicht durch Photonen benachbarter Teile unendlich ausgedehnter Wolken ersetzt, so daß der die Wolkenbasis nach unten verlassende Photonenstrom bei endlichen Wolken kleiner als bei unendlichen ist. Im thermischen Infrarot bedeutet dies auch, daß einzelne Wolken eine größere effektive Fläche zur Absorption bzw. Emission von Strahlung haben. Da der Wolkenbedeckungsgrad durch den horizontalen Querschnitt der Wolke definiert ist, ist wegen des Einflusses der Seitenflächen der Wolken der effektive Bedeckungsgrad für langwellige Strahlung bei durchbrochener Bewölkung oder Einzelwolken größer als der geometrische Bedeckungsgrad.

Umgekehrt liegt der Fall im solaren Spektralbereich. Die von der Sonne kommende Strahlung tritt am Wolkenoberrand und an den -seiten ein. Verlassen die Photonen die Wolke dann durch die Wolkenseiten, so weist deren bevorzugte Austrittsrichtung in Richtung Erdboden, da durch die starke Vorwärtsstreuung an den Wolkentröpfchen die ursprüngliche

Einfallrichtung auch nach mehreren Streuprozessen erhalten bleibt.

Tabelle 1 verdeutlicht diesen Effekt anhand von Ergebnissen einer Monte-Carlo-Simulation für den solaren Strahlungstransport in Wolken. Die Strahlung fällt dabei aus dem Zenit ( $\Theta_0 = 0^\circ$ ) auf den Oberrand einer Wolke mit der Einfachstreueralbedo  $\omega_0 = 1$ . Die Tabelle zeigt ein deutlich geringeres Reflexionsvermögen der Einzelwolke (45%) als das einer horizontal ausgedehnten Wolke (60%). Dementsprechend ist die Transmission der endlichen Wolke deutlich größer. Dabei fällt besonders auf, daß der Beitrag der Wolkenseiten zur abwärtsgerichteten Strahlung fast sechsmal so groß ist, wie der Beitrag der Wolkenunterseite. Diesen Sachverhalt kann man auch an Cumuluswolken beobachten, deren Ränder oft deutlich heller als die Unterkante sind. Die extreme Dunkelheit unter Cumulonimben läßt sich einfach dadurch erklären, daß die Photonen die Wolke vorwiegend an den Seiten verlassen.

## 2 Berechnung des Strahlungsflusses durch dreidimensionale Wolken

Die in den vorhergehenden Kapiteln beschriebenen Methoden zur Berechnung des Strahlungsfeldes in Wolken sind bei endlichen Wolken nicht mehr anwendbar. Einige grundlegende theoretische Ausführungen zu diesem Problemkreis haben kürzlich PREISENDORFER und STEPHENS (1982) zusammengestellt. Eine Möglichkeit, den Transport der Strahlung durch endliche Wolken zu beschreiben, bietet das Monte-Carlo-Verfahren (MARCHUK et al. 1980; MCKEE u. COX 1974; DAHLEM u. WENDLING 1983).

Dabei werden die Photonen auf ihrem Weg durch die Wolken verfolgt. Die Wechselwirkung zwischen den Photonen und den Wolkentröpfchen wird durch die Streufunktion der Tröpfchen, die Volumenextinktion durch Streuung bzw. die freie Weglänge der Photonen und die Einfachstreueralbedo bestimmt. Die Anzahl der Photonen an einem Ort wird durch die normierten Wahrscheinlichkeitsverteilungen für die Streurichtung und die Weglänge bestimmter Zufallszahlen berechnet. Im einzelnen werden folgende Zuordnungen zwischen der Zufallszahl  $ZZ \in [0,1]$  einerseits und der normierten Streufunktion  $p(\Theta)$ , dem Azimutstreuwinkel  $\varphi$  und der freien Weglänge  $l$  des Photons andererseits benutzt:

$$ZZ = \int_0^\Theta p(\Theta') d\Theta', \quad 0 \leq \Theta \leq 180^\circ \quad (1)$$

$$\varphi = 2\pi \cdot ZZ$$

Die Wahrscheinlichkeitsdichte  $w$  für die Weglänge  $l$  der Photonen zwischen zwei Wechselwirkungen mit Tröpfchen ist:

$$w(l) = \sigma_s \exp(-\sigma_s \cdot l), \quad \sigma_s \text{ ist der Volumenstreuoeffizient.}$$

Tab. 1: Relative Anteile (%) der einfallenden Strahlungsenergie, die eine würfelförmige Einzelwolke in den oberen und unteren Halbraum von den verschiedenen Wolkenseiten aus verlassen. Zum Vergleich sind auch das Reflexions- und Transmissionsvermögen einer horizontalen unendlich ausgedehnten Wolke angegeben. Die Sonnenzenitdistanz beträgt  $\Theta_0 = 0^\circ$ , die optische Tiefe  $\tau = 20$  und die Phasenfunktion entspricht einer Standardtröpfchenverteilung (D. DEIRMENDJIAN) bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 450 \mu\text{m}$ .

	Einzelwolke	Wolkenschicht
<i>Reflexion</i>	45	60
davon am Oberrand	23	
von Seiten nach oben	22	
<i>Transmission</i>	55	40
davon am Unterrand	8	
von Seiten nach unten	47	

Die Wahrscheinlichkeit für ein Photon, den Weg  $l$  zurückzulegen, ist dann:

$$W(l) = \int_0^l w(l') d(l') = 1 - e^{-\sigma_s l} \equiv ZZ$$

$$l = -\frac{l}{\sigma_s} \ln(1 - ZZ) \quad (3)$$

Die Absorption wird durch folgende Abfrage  $\omega_0$  bestimmt:

Bei  $ZZ > \omega_0$  liegt Streuung, sonst Absorption vor.

Bei jedem Streuprozess wird die Richtung des Photons mit den Gleichungen (1) und (2) neu berechnet. In der Praxis wird die Zuordnung der Streufunktion zur Zufallszahl am besten über eine Tabelle durchgeführt, falls keine analytische Streufunktion vorliegt. Der Berechnung der neuen Streurichtung folgt die Berechnung der Weglänge  $l$  und anschließend wieder ein Streu- bzw. Absorptionsprozess. Die Photonen werden so bis zum Verlassen der Wolke bzw. des Wolkenfeldes verfolgt.

Durch geeignete Bedingungen, die den Photonen Gewichte zuordnen, kann das Verfahren bezüglich des Zeitaufwandes beschleunigt werden (s. MARCHUK et al. 1980).

Die optischen Eigenschaften der Wolken ergeben sich dann über eine Statistik für eine hinreichend große Zahl von Photonen (etwa 10000–100000), d. h. die Berechnung des Weges durch die Wolken muß  $10^4$  bis  $10^5$  mal wiederholt werden und ist deshalb sehr zeitaufwendig. Die Genauigkeit der erzielten Ergebnisse ist dabei der Wurzel aus der Anzahl der Photonen proportional.

Der Vorteil der Monte-Carlo-Verfahren liegt darin, daß sie prinzipiell jede vorgegebene Genauigkeit liefern können und sich auch auf komplizierte Wolkengeometrien anwenden lassen. Meist beschränkt man sich jedoch auf einfache Formen wie Würfel, Quader, Zylinder oder Sphäroid.

Um den zeitlichen Aufwand bei der Berechnung der Strahlungseigenschaften von dreidimensionalen Wolken zu reduzieren, sind analytische Verfahren entwickelt worden. DAVIES (1978) benutzt dazu die Delta-Eddington-Approximation.

In der Diffusionsnäherung (GUBE et al. 1981) wird der Transport der Photonen durch die endliche Wolke in Analogie zur Gasdiffusion betrachtet, was zu folgender Diffusionsgleichung führt:

$$\nabla^2 J(r) - \frac{\sigma_a}{d} J(r) = 0 \quad (4)$$

wobei die mittlere Strahldichte  $J(r)$  definiert ist durch

$$J(r) = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} L(r, \Omega) d\Omega \quad (5)$$

wobei  $r$  die Ortskoordinate,  $\sigma_a$  der Volumensabsorptionskoeffizient und  $\Omega$  der Raumwinkel sind.

Die elliptische Differentialgleichung (4) wird mit den entsprechenden Randbedingungen (Einstrahlung am Wolkenoberrand und an den Seiten) gelöst. Aus dem Strahldichtefeld  $J(r)$  läßt sich dann die Strahlungsflußdichte in beliebige Richtungen berechnen. Da die starke Vorwärtsstreuung bei der Phasenfunktion nicht berücksichtigt wird, ist diese Diffusionsnä-

herung nur bei optisch sehr dicken Medien ( $\tau > 30$ ) brauchbar, während die Methode von DAVIES auch für dünnere Wolken ( $\tau < 30$ ) recht gute Übereinstimmung mit Monte-Carlo-Rechnungen liefert.

### 3 Wechselwirkung zwischen Wolken

Bei einem Feld endlicher Wolken muß die Wechselwirkung zwischen den einzelnen Wolken berücksichtigt werden: zum einen können Photonen, die eine Wolke seitlich verlassen, wieder in eine Nachbarwolke eintreten, zum anderen können die Wolken sich bei schräg einfallender Sonne gegenseitig abschatten. Beide Effekte führen dazu, daß sich die Albedo der Einzelwolke erhöht (CLAUSSEN 1982). Abbildung 1 zeigt Ergebnisse einer Monte-Carlo-Simulation für ein unendlich ausgedehntes Feld von gleich großen, würfelförmigen gleichabständigen Wolken der Kastenlänge  $Z$  und des Abstands  $D$ , wobei nur die Wechselwirkung zwischen einer Wolke und den vier nächsten Nachbarn berücksichtigt ist (SCHMETZ 1982). Die Albedo einer einzelnen Wolke im Feld ist als Funktion des Verhältnisses von Wolkenabstand  $D$  zu Wolkendicke  $Z$  für drei Sonnenzenitwinkel aufgetragen. Für  $\Theta_0 = 0^\circ$  wächst die Albedo der Einzelwolken bei geringen Wolkenabständen an. Dies wird durch die Mehrfachstreuung zwischen den Wolken verursacht, denn bei geringem Wolkenabstand ist die Wahrscheinlichkeit groß, daß ein seitlich aus der Wolke austretendes Photon in eine Nachbarwolke eintritt.

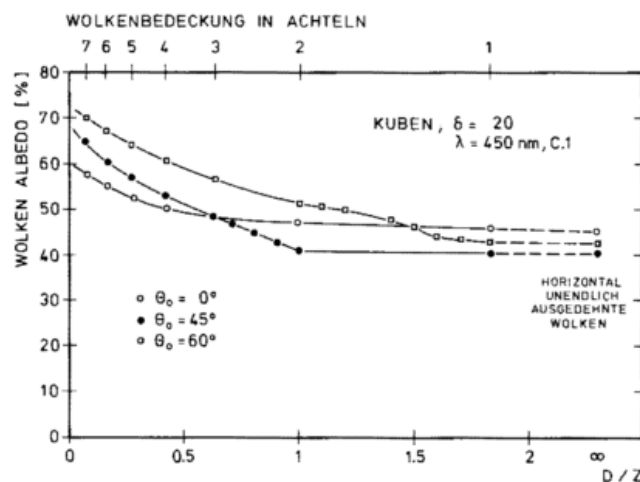


Abb. 1: Albedo einer einzelnen würfelförmigen Wolke in einem Feld von gleich großen, nicht absorbierenden Wolken als Funktion von  $D/Z$  für 3 Sonnenwinkel.

$D$  = Wolkenabstand;  $Z$  = geometrische Wolkendicke. Optische Dimensionen der Wolke sind 20:20:20. Die Striche am Oberrand geben den Bedeckungsgrad. Die Werte für eine Einzelwolke berücksichtigen keine Wechselwirkung.

Für die Zenitdistanzen  $\Theta_0 = 45^\circ$  und  $60^\circ$  ergibt sich schon bei geringeren Abständen eine Albedozunahme, weil die Wolken sich abschatten. Da zuerst die unteren Teile der Wolke abgeschattet werden, führt dies zu einer Albedozunahme. In der Abbildung ist das Verhältnis  $D/Z$  linear aufgetragen, woraus

in der oberen Abszisse die nicht lineare Bedeckungsskala folgt. Bei linearer Bedeckungsskala und linear aufgetragener Albedo erscheint die Albedo linear abhängig vom Bedeckungsgrad. Dies bedeutet aber, daß die Wechselwirkung zwischen Wolken für die mittlere Albedo des Wolkenfeldes von geringer Bedeutung ist und für die Beschreibung der mittleren Albedo eines aus Einzelwolken bestehenden Feldes die Angabe des Bedeckungsgrades genügt (CLAUSSEN 1982).

#### 4 Parametrisierung durchbrochener Bewölkung

Eine solche lineare Beziehung zwischen Albedo bzw. Transmission eines Wolkenfeldes für solare Strahlung und dem Bedeckungsgrad, wie sie aus idealisierten Modellrechnungen für Felder gleichgroßer Wolken abgeleitet wird, steht allerdings im Widerspruch zu den Beobachtungen. Z.B. zeigen KASTEN und CZEPLAK (1980) anhand von langjährigen Messungen in Hamburg einen nicht-linearen Zusammenhang zwischen Globalstrahlung und Bedeckungsgrad; danach nimmt die Globalstrahlung bei geringen Bedeckungsgraden nur wenig, bei hohen Bedeckungsgraden dann sehr stark ab. Einen analogen Zusammenhang zwischen der Albedo eines Wolkenfeldes und dem Bedeckungsgrad leitet LEY (1984) aus Flugzeugmessungen ab.

Man kann diese Beobachtungen auch mit Modellrechnungen simulieren, wenn man annimmt, daß die mittlere horizontale Ausdehnung der Wolken mit dem Bedeckungsgrad zunimmt. Abbildung 2 zeigt das Ergebnis der Berechnung der Globalstrahlung einer Standardatmosphäre (für mittlere Breiten im Sommer) als Funktion des Bedeckungsgrades mit Hilfe eines eindimensionalen Strahlungsmodells (SCHMETZ 1984). Dies

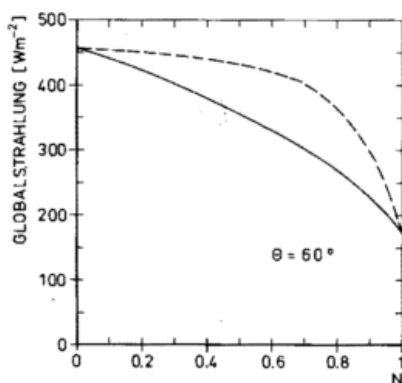


Abb. 2: Globalstrahlung als Funktion des Bedeckungsgrades berechnet mit einem eindimensionalen Strahlungsübertragungsmodell für eine Standardatmosphäre (mittlere Breiten Sommer), eine Sonnenzenitdistanz von  $60^\circ$  und eine Bodenalbido von 10%. In den Rechnungen wurde ein effektiver Bedeckungsgrad angenommen, der das Anwachsen nur der horizontalen Wolkendimensionen (—), sowie aller drei Dimensionen (---) mit dem Bedeckungsgrad berücksichtigt. Die optische Dicke der planparallelen Wolkenschicht beträgt  $\tau = 13$ .

führt zu dem deutlich nicht-linearen Zusammenhang zwischen Globalstrahlung und Bedeckungsgrad. Läßt man zusätzlich auch die vertikale Ausdehnung der Wolke anwachsen, nimmt

die Nichtlinearität weiter zu. Die Globalstrahlung nimmt erst bei etwa 6/10 Bedeckung stark ab, während vorher nur eine geringe Abschwächung zu beobachten ist. Diese Rechnung gibt dabei zumindest qualitativ die Beobachtung von KASTEN und CZEPLAK (1980) wieder.

In einem genial einfachen Experiment haben HARSHVADHAN und WEINMANN (1982) ähnliche Zusammenhänge im Infrarot untersucht. Hierzu haben sie isotherme Würfel über einer wärmeren Oberfläche placiert und dann das „effektive Emissionsvermögen“ dieses Wolkenfeldes bestimmt. Dieses Experiment zeigt eine stark nichtlineare Abhängigkeit des Emissionsvermögens vom Bedeckungsgrad, die ebenfalls vom Verhältnis Würfelabstand zu Würfelkantenlänge abhängt.

#### Literatur

- CLAUSSEN, M.: On the radiative interaction in three-dimensional cloud fields. *Beitr. Phys. Atmos.* 55 (1982) S. 158—169.
- DAHLEM, T.; WENDLING, P.: Die Monte-Carlo-Methode. *Promet* 13 (1983) H. 1/2, S. 47—53.
- DAVIES, R.: The effect of finite cloud geometry on the three-dimensional transfer of solar radiation through clouds. *J. Atmos. Sci.* 35 (1978) S. 1712—1725.
- GUBE, M.; SCHMETZ, J.; RASCHKE, E.: Solar radiative transfer in a cloud field. *Beitr. Phys. Atmos.* 53 (1980) S. 24—34.
- HARSHVADHAN, J.; WEINMANN, J. A.: Infrared radiative transfer through a regular array of cuboidal druds. *J. Atmos. Sci.* 39 (1982) S. 431—439.
- KASTEN, F.; CZEPLAK, G.: Solar and terrestrial radiation dependent on the amount and type of cloud. *Solar Energy* 24 (1980) S. 177—189.
- LEY, A.: Aircraft observations of the radiative properties of broken cloud fields. *Proceedings of Intern. Radiat. Symp., Perugia/Italien 1984*.
- MARCHUK, G. I.; MIKHAIKOV, G. A.; NAZARALIEV, M. A. u. a.: *The Monte-Carlo methods in atmospheric optics*. Berlin-Heidelberg-New York: Springer-Verlag 1980.
- McKEE, T. B.; COX, S. K.: Scattering of visible radiation by finite clouds. *J. Atmos. Sci.* 31 (1974) S. 1885—1892.
- PREISENDORFER, R. W.; STEPHENS, G.: Multimolte radiative transfer in finite optical media. P. I u. II. *J. Atmos. Sci.* 40 (1984) S. 709—735.
- SCHMETZ, J.: Scattering of solar radiation in a field of interacting clouds. *Ann. d. Meteorol. (N.F.)* 18 (1982) S. 133—135.
- SCHMETZ, J.: On the parameterization of the radiative properties of broken clouds. *Tellus Ser. A* 36 (1984) S. 417—432.

## Transmission, Reflexion und Erwärmungsraten der Wolken

### 1 Einführung

Bei Betrachtung der Erde aus dem Weltraum fällt vor allem die hohe Rückstreuung der Sonnenstrahlung durch Wolken verschiedener Form auf. Diese findet im energetisch wichtigen Bereich der Sonnenstrahlung zwischen 0.3 und etwa 4  $\mu\text{m}$  Wellenlänge mit Ausnahme der Spektralbereiche mit den Absorptionsbanden des Wasserdampfes statt. Durch die Rückstreuung in den Weltraum bestimmen die Wolken wesentlich die gesamte der Erde zur Verfügung stehende Energie; sie verringern die zum Erdboden vordringende Strahlung, werden aber auch durch den von ihnen veränderten Energiehaushalt der Atmosphäre selbst wieder verändert. Dabei beeinflussen verschieden hohe und verschieden zusammengesetzte Wolken den langwelligeren und den kurzwelligen Strahlungshaushalt sehr unterschiedlich. Die Kopplung des von Wolken veränderten Strahlungshaushaltes mit der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre und des Ozeans stellt einen noch unzureichend modellierbaren und damit wenig verstandenen Vorgang im Klimasystem dar.

Die folgenden Seiten beschreiben nur die Strahlungseigenschaften von vorgegebenen Wolken, vernachlässigen also jede Veränderung der Wolken aufgrund ihrer Wirkung auf das Strahlungsfeld der Atmosphäre und durch die Bestrahlung der Oberfläche.

### 2 Reflexion, Transmission und Absorption planparalleler Wolken

Fast alle Strahlungsmodelle sind eindimensional, d. h. die Zustandsgrößen der Atmosphäre hängen nur vom Abstand von der Erdoberfläche ab, und für die meisten Rechenmodelle wird die Atmosphäre als aus planparallelen Schichten bestehend angenommen. Weil sehr viele Wolken eine wesentlich größere horizontale als vertikale Ausdehnung haben, ist diese Voraussetzung auch für viele Wolken zulässig.

Die optischen Eigenschaften der Atmosphäre werden durch die Konzentrationen der Gase, der Aerosol-, der Wolken- und Niederschlagsteilchen bestimmt, wobei für die Teilchen die Konzentration als Funktion ihrer Größe bekannt sein muß. Abbildung 1 zeigt einige typische Größenverteilungen von Aerosolteilchen, Wolkenelementen und Regentropfen (meist nach DEIRMENDJIAN 1969). Abbildung 2 dagegen demonstriert, welche drastische Unterschiede für die Reflexion — bezogen auf den einfallenden Fluß auch Albedo genannt — und die diffuse Transmission allein für verschiedene Wasserwolken entstehen. (In Abb. 2 ist die diffuse Transmission bereits um den vom Boden reflektierten Anteil verringert.) Da die in Abbildung 1 dargestellten Modellgrößenverteilungen den gemessenen häufig recht nahe kommen (zwei davon sind eingetragen), werden die mit den Modellverteilungen berechneten Strahlungseigenschaften nicht allzusehr von den wirklichen abweichen. Die Rechnungen zu Abbildung 2 berücksichtigen den gesamten energetisch wichtigen Teil des Sonnenspektrums und die Wasserdampfabsorption, sie vernachlässigen aber eine mögliche höhere Absorption durch den Ruß in den Aero-

solteilchen, der je nach Aufenthaltsort (im Tröpfchen, auf seiner Oberfläche oder freies Teilchen innerhalb der Wolke) den Nettofluß am Boden sowie die Albedo am Außenrand noch leicht verringern kann. Auffallend ist die nur wenig, zwischen etwa 5 bis 7 Prozent schwankende Absorption. Die Ursache der geringeren Variation ist die Kompensation der mit der Größe eines Tröpfchens zunehmenden Absorption durch die gleichzeitig abnehmende optische Dicke der Wolke, d. h. der Gesamtzahl der Tröpfchen.

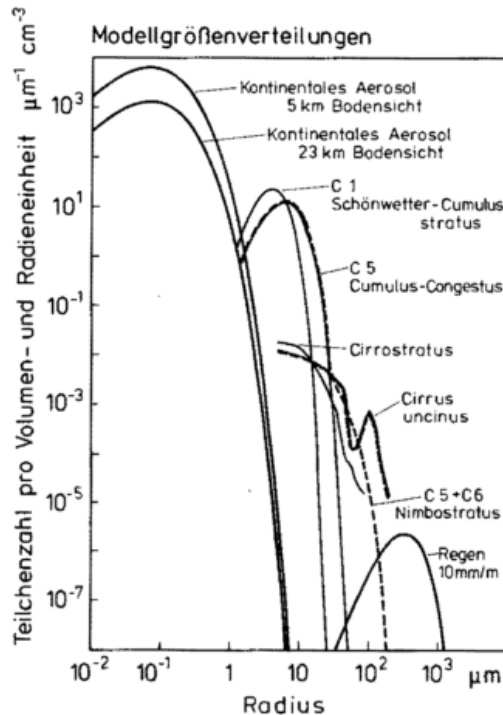


Abb. 1: Größenverteilungen für Aerosolteilchen, Wolken und Regen. Man beachte den weiten Bereich der Teilchenzahlen und Teilchenradien.

Die meisten der bisher gemessenen Tröpfchengrößenverteilungen besitzen mittlere Radien zwischen 3 und 10  $\mu\text{m}$  und können mit den Modellverteilungen C1, C2, C3 und C5 beschrieben werden. Die verschiedenen Größenverteilungen führen auch bei konstantem Flüssigwassergehalt der Wolke und unveränderter vertikaler Mächtigkeit dazu, daß die am Erdboden ankommende Sonnenstrahlung um den Faktor 3 variiert. Damit wird auch der mögliche starke Einfluß der Aerosolteilchenzahl auf Albedo und die Transmission klar, denn der mittlere Radius hängt von der Aerosolteilchenzahl ab: je größer diese, um so kleiner wird der mittlere quadratische Radius ( $r_{ms}$ ) bei Konstanz aller anderen Parameter. Dieser Radius ist die für die Streuprozesse wesentliche Größe und ist definiert durch

$$r_{ms} = \frac{\int_0^{\infty} N(r) r^2 dr}{\int_0^{\infty} N(r) dr}$$

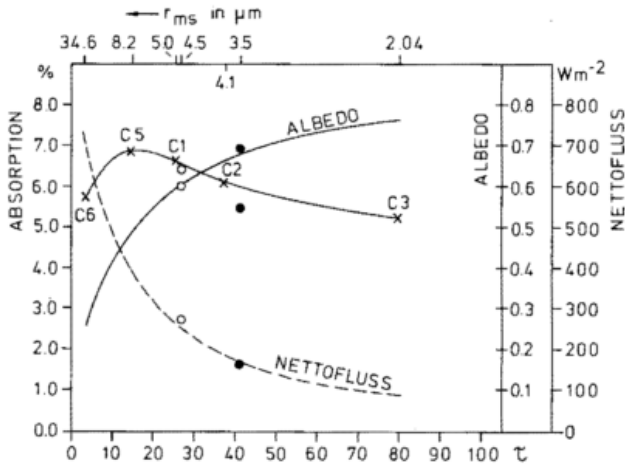


Abb. 2: Nettofluß kurzwelliger Strahlung am Erdboden, von 0.3 bis 3.7  $\mu\text{m}$  (in  $\text{Wm}^{-2}$ ), Albedo am Außenrand der Atmosphäre und Absorption (letzte in Prozent des an der Obergrenze der Wolke einfallenden Flusses) für Wolken mit verschiedenen Größenverteilungen der Tröpfchen (C1, C2, C3, C5, C6) und damit unterschiedlichen optischen Dichten  $\tau$  (hier für 0.55  $\mu\text{m}$  Wellenlänge angegeben). Die C2-Verteilung hat das gleiche Maximum wie die C1-Verteilung ( $r_{ms} = 4 \mu\text{m}$ ), ist jedoch schmaler, die C3-Verteilung hat dieselbe Form wie die C1-Verteilung, ist jedoch zu kleineren Radien verschoben, so daß das Maximum bei  $r_{ms} = 2 \mu\text{m}$  liegt. Zum Vergleich sind auch die für zwei gemessene Größenverteilung: ● = Cumulus über Land, ○ = Stratus, berechnete Werte sowie deren mittlere quadratische Radien  $r_{ms}$  angegeben. Die vertikal inhomogene Stratuswolke in 1000 bis 1500 m Höhe hat einen mittleren Flüssigwassergehalt von 0.2  $\text{g m}^{-3}$ . Alle Rechnungen gelten für eine Sonnenhöhe von 64°, die Erdoberflächenalbedo wurde zu 20% angenommen.

### 3 Einfluß mehrerer Wolkenschichten

Sehr häufig treten gleichzeitig mehrere Wolkentypen auf. Soweit diese in verschiedenen Höhen liegen, können sie auch durch ein eindimensionales, nur vertikal auflösendes Strahlungstransportmodell behandelt werden. Für solche Anordnungen, z. B. Cirrus über Altostratus über Stratus (Ci/As/St), aber auch für einzelne Wolken, hat BUMKE (1984) die lokale planetarische Albedo ( $A_p$ ), also die des Systems Erde-Atmosphäre für einen Ort und fünf verschiedenen Sonnenstände berechnet. Für diese mit typischer Wolkenuntergrenze, typischer vertikaler Erstreckung und mit typischem Flüssigwassergehalt vorkommenden Wolken und Wolkenkombinationen zeigt Abbildung 3a zunächst zwei wesentliche Albedobereiche und zwei typische Albedoänderungen mit der Sonnenhöhe:

1. Optisch dünnere Wolken wie Cirrus und Stratus führen zu  $A_p < 0.5$ , und sie erreichen höchste Albedowerte bei niedrigem Sonnenstand.
2. Die lokale planetarische Albedo  $A_p$  ist höher als 0.65 für optisch dickere Wolken, und sie variiert kaum mit dem Sonnenstand, sie sinkt bei sehr niedrig stehender Sonne wegen der dann stärker wirksamen Ozonabsorption sogar ab.

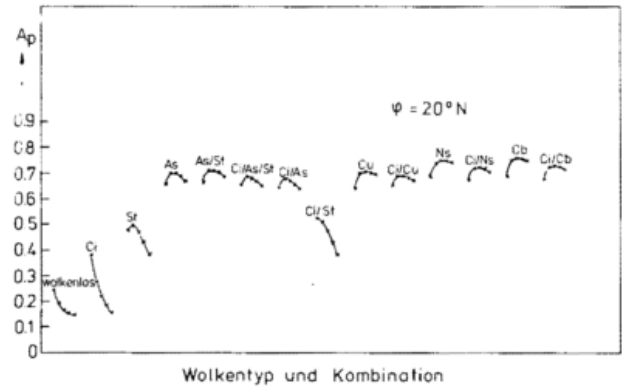


Abb.3a: Lokale planetarische Albedo verschiedener Wolken und Wolkenkombinationen berechnet für fünf, durch Sternchen gekennzeichnete Sonnenstände ( $\cos \theta = 0.1$  (links), 0.3, 0.5, 0.7, 0.9;  $\theta =$  Zenitdistanz). Für die geographische Breite 20°N und die Oberflächenalbedo 0.1.

Bei intensiverer Betrachtung von Abbildung 3a jedoch fällt weiterhin auf, daß Cirrus über optisch dickeren Wasserwolken (As, Cu, Ns, Cb) die lokale planetarische Albedo gegenüber der isolierten Wasserwolke leicht vermindert. Eine spektrale Untersuchung hat gezeigt, daß die höhere Absorption in Cirruskristallen, deren Abmessungen etwa 20 bis 60  $\mu\text{m}$  betragen, dies verursacht.

Erst 1982 erschienen Wolkenatlanten (HAHN u. a. 1982), die die Überlappung der Bedeckung verschiedener Wolken in Prozent der Gesamtbedeckung angeben. Ohne deren Kenntnis ist eine Rechnung für fehlende und für maximale Überlappung sinnvoll. Für einen Bereich über dem Nordatlantik (53°N, 30°W — 0°E) hat BUMKE (1984) diese beiden Extremfälle und den in Wolkenatlanten angegebenen behandelt. Die Unterschiede sind (Abb. 3b) jedoch nicht so drastisch wie erwartet, wahrscheinlich, weil eine nicht sehr stark bewölkte Region gewählt wurde. Außerdem hängt das Ergebnis bei maximaler Überlappung auch von der gewählten Kombination ab.

### 4 Erwärmungsraten durch Absorption von Sonnenstrahlung

Nach Abbildung 1 hängt die Absorption von Sonnenstrahlung in der Wolke nur wenig von der Größenverteilung der Tröpfchen ab. Sie führt zu einer Erwärmung, die in der Wolke den vertikalen Temperaturgradienten und damit die Austauschbedingungen ändert, aber auch zur Verdunstung von Tröpfchen führt. Berechnet man nur die maximal mögliche Erwärmungsrate, findet man für die in Abbildung 1 gegebenen Größenverteilungen in Abbildung 4 recht hohe, aber sehr stark mit dem Abstand von der Wolkenobergrenze abnehmende Erwärmungsraten. Ihr Maximum von 0.5 bis 1.7 K/h in ca. 50 bis 70 m unter der Wolkenobergrenze hat zwei Ursachen: den mit der Eindringtiefe abnehmenden, nach unten gerichteten Strahlungsfluß und das Maximum des Flüssigwassergehaltes von 0.3  $\text{g m}^{-3}$  etwa 50 m unter der Obergrenze (mittlerer Wert 0.2  $\text{g m}^{-3}$ ). Die Verschiebung des Maximums nach oben, bei abnehmenden mittleren Tröpfchenradius, und die Verkleinerung des Maximums mit wachsendem Tröpfchenradius sind ebenfalls leicht erkennbar.

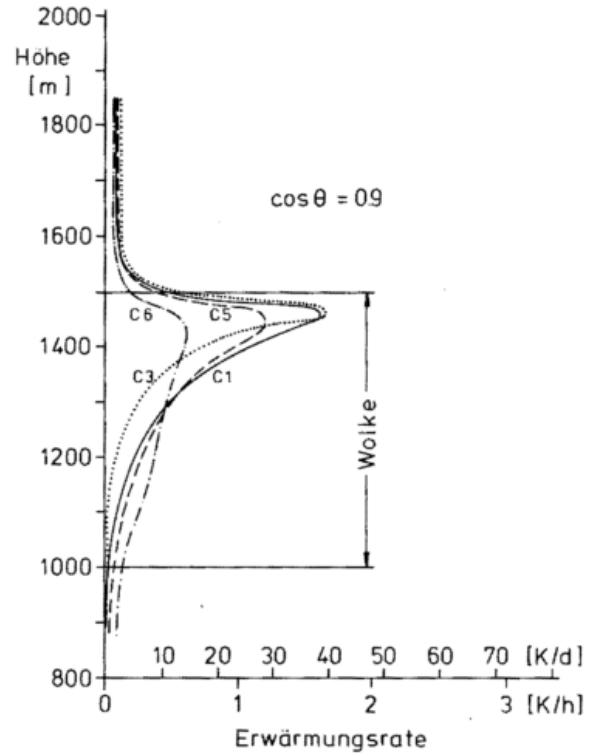
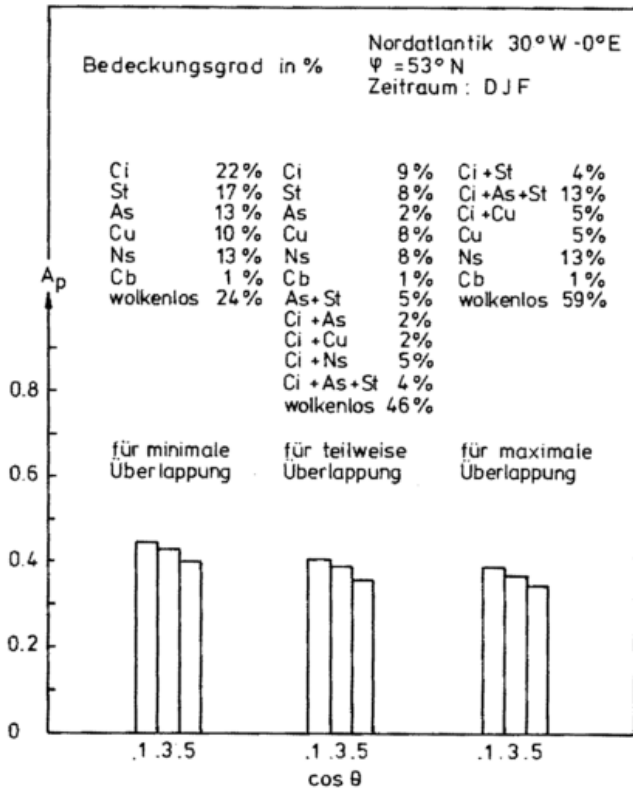


Abb. 4: Erwärmungsraten durch Absorption von Sonnenstrahlung in einer 500 m mächtigen zwischen 1000 und 1500 m Höhe liegenden Stratuswolke (wie in Abb. 2) bei verschiedenen Tröpfchengrößenverteilungen und hoch stehender Sonne (Zenitdistanz 26°).

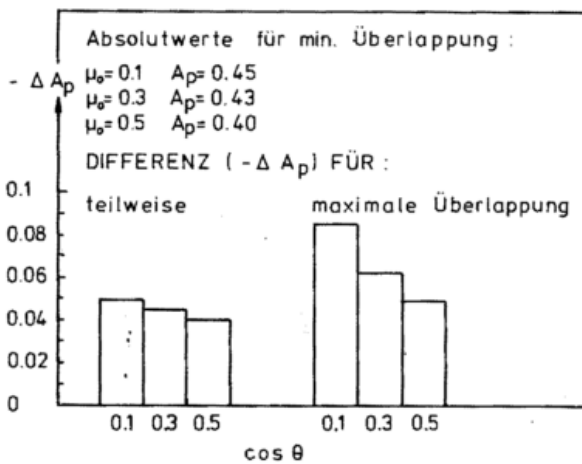


Abb.3b: Lokale planetarische Albedo  $A_p$  als Funktion von  $\cos \theta$  für fehlende, maximale und beobachtete Überlappung von Wolken für eine Region über dem Nordatlantik im Winter. Im unteren Bildteil sind die Differenzen  $A_p = A_{p_{\min}} - A_{p_{\max}}$  und  $A_p = A_{p_{\min}} - A_{p_{\text{teil}}}$  dargestellt.

## 5 Vergleich der Wirkung von Wolken im kurzweiligen und im langweiligen Spektralbereich

Die von der Sonne kommende, nicht zurückgestreute Energie erwärmt

- die wolkenlose Atmosphäre, wenn Gase und Aerosolteilchen absorbieren,
- die bewölkten Teile der Atmosphäre, wo Tröpfchen und Eiskristalle zusätzlich absorbieren, und
- die Landoberflächen bzw. die ozeanische Deckschicht.

Im Langzeitmittel muß — falls keine Klimaänderung auftritt — die gesamte vom Planeten absorbierte Energie als Wärmestrahlung bei Wellenlängen  $\lambda < 4 \mu\text{m}$  wieder emittiert werden. Welche Rolle Wolken bei diesen Wellenlängen spielen, soll hier kurz behandelt werden, wobei zunächst die Strahlungsflüsse am Außenrand der Atmosphäre und dann lokale Strahlungsflußdivergenzen in und um Wolken vorgestellt werden.

Anders als im kurzweiligen Fenster zwischen etwa 0.3 und 0.8  $\mu\text{m}$  Wellenlänge, sind flüssiges Wasser und Eis bei  $\lambda > 4 \mu\text{m}$  starke Absorber, so daß schon bei geringen optischen Dicken  $\tau \leq 3$  (dies entspricht nur etwa 50 m eines Stratus mit 0.2 g m<sup>-3</sup> Flüssigwassergehalt) eine Entkopplung des Strahlungstransportes über und unter den Wolken auftritt. Schon dünne Wolken strahlen annähernd wie schwarze Körper mit der Temperatur ihrer obersten Schichten in den Weltraum und mit der ihrer untersten Schichten zum Boden hin ab. Daher verliert die Atmosphäre in Gebieten mit tief liegenden, flachen, also recht warmen Wolken nicht nur mehr Energie als in solchen mit hohen oder hochreichenden Wolken. Der Energieverlust der Atmosphäre wird im Vergleich zur wolkenlosen Szene noch dadurch erhöht, daß die Wolken bei großen optischen Dicken im kurzweiligen Spektralbereich eine hohe Albedo besitzen. Häufig spricht man daher auch vom dominierenden Albedoeffekt niedriger Wolken, während hohe Wolken den Glashauseffekt verstärken.

Für die in vieler Hinsicht wichtigen, aber kaum verläßlich beobachteten dünnen Cirren soll Abbildung 5 nicht nur das eben Gesagte verdeutlichen, sondern auch auf weitere Abhängigkeiten hinweisen. Dargestellt sind die Verhältnisse der durch

dünne Cirren verursachten Nettoflußänderungen  $\Delta F$  im Kurzwelligen, zu denen im Langwelligen

$$Q = \frac{\Delta F(KW)}{\Delta F(LW)} = \frac{F(KW, \text{ ohne Cirren}) - F(KW, \text{ mit Cirren})}{F(LW, \text{ ohne Cirren}) - F(LW, \text{ mit Cirren})}$$

Für einen 1 km mächtigen Cirrostratus in fünf verschiedenen Atmosphären und bei den in diesen Atmosphären möglichen Zenitwinkeln der Sonne liegt dieses Verhältnis zwischen 0.3 und 1.7, bleibt aber meist  $< 1$ , da die Wirkung im Langwelligen bis zu dreimal so hoch ist wie im Kurzwelligen; der Glashauffekt dominiert also. Aber es gibt auch Bedingungen, bei denen der Albedoeffekt dominiert; das stärkere Gewicht der Albedo ist beschränkt auf Zeiten mit tief stehender Sonne in kalten Atmosphären. In den Tropen dagegen dominiert stets, auch bei sehr niedrig stehender Sonne der vom Cirrus verstärkte Glashauffekt der Atmosphäre.

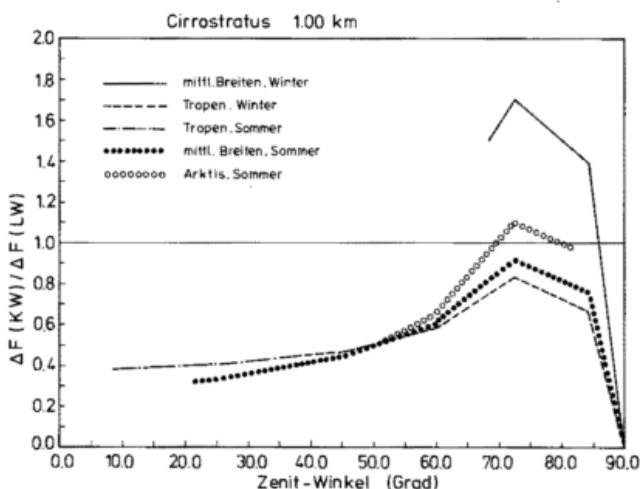


Abb. 5: Wirkung eines 1 km mächtigen Cirrostratus auf den Strahlungsfluß am Außenrand der Atmosphäre; dargestellt ist das Verhältnis aus kurzwelliger zu langwelliger Nettoflußänderung  $Q = \Delta F(KW) / \Delta F(LW)$ , als Funktion der Zenitdistanz der Sonne für fünf verschiedene Atmosphären (KINNE u. a. 1985).

## 6 Abkühlungsraten im Langwelligen

Die bisher betrachtete Wirkung der Wolken am Außenrand der Atmosphäre wird nun ergänzt durch die Betrachtung der Strahlungsflußdivergenz in und um Wolken. Abbildung 6 zeigt die in Abkühlungsraten umgerechneten Strahlungsflußdivergenzen. Sie haben viel größere Beträge als die aus der Absorption der Sonnenstrahlung folgenden Erwärmungsraten. Maximalen und stark vom Wolkentyp abhängigen Erwärmungsraten von 1–2 K/h im kurzwelligen Spektralbereich stehen Abkühlungsraten bis zu 7 K/h in den obersten zwei Schichten (je 25 m) einer zwischen 1000 und 1500 m liegenden Schichtwolke (mit C1 Tropfengrößenverteilung aus Abb. 1) gegenüber. Weiterhin fällt die Erwärmungsrate in den untersten Wolkenschichten auf. Die sehr hohen Abkühlungsraten am Oberrand sind Ursache für die häufig starke Turbulenz an der Wolkenobergrenze, und sie erhalten Hochnebeldecken bei fehlender mittlerer oder sogar nach unten gerichteter Vertikalbewegung, denn eine durch Turbulenz über die gesamte Wol-

ke verteilte Abkühlung von wenigen Grad pro Tag ist einer mittleren Aufwärtsbewegung von einigen Millimetern pro Sekunde äquivalent.

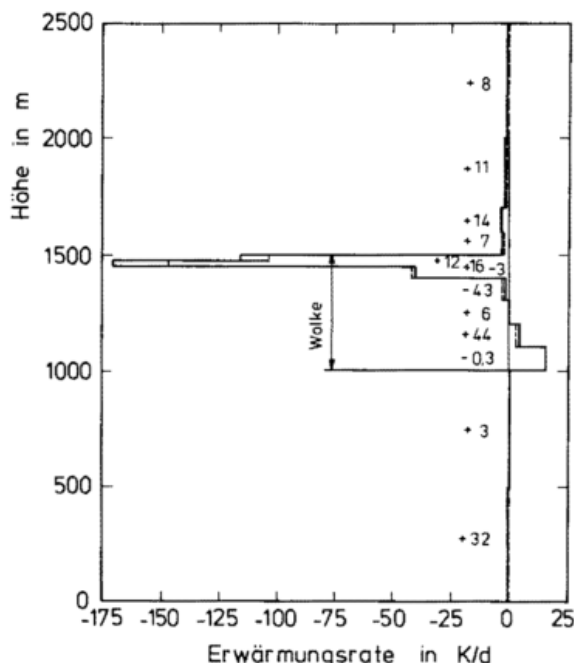


Abb. 6: Langwellige Abkühlungsraten in K/d in den untersten 2.5 km einer Standardatmosphäre (45°N) mit einer Schichtwolke von 1000–1500 m Höhe. Die einzelnen Schichten zugeordnete Zahlen geben die Abweichung in Prozent eines Näherungsverfahrens (---) von einer sogenannten exakten Lösung (—) der Strahlungstransportgleichung an.

Die Erwärmung von Wolken durch Absorption von Sonnenstrahlung überwiegt sicherlich im Innern mächtiger Wolken, wo keine wesentliche Abkühlung durch langwellige Strahlung auftreten kann; ihr Betrag ist am Oberrand stets kleiner als der der Abkühlung durch langwellige Abstrahlung, und bei gleichem Vorzeichen erwärmt sowohl langwellige als auch kurzwellige Strahlung die untersten Wolkenschichten. Die hier geschilderten Effekte sind idealisiert und werden durch die Dreidimensionalität der Wolken örtlich stark verändert. Trotzdem geben sie, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, die für Schichtwolken beobachteten Verhältnisse gut wieder.

## 7 Gemessene Strahlungseigenschaften von Wolken

Wegen der raschen Veränderung der Gestalt der Wolken sind bisher Messungen der Vertikalprofile kurz- und langwelliger Flüsse nur beim Flug durch besonders ausgedehnte und stabile Schichtwolken in wenigen Fällen geglückt. Eine solche Messung von SCHMETZ u. a. (1981) soll hier vorgestellt werden. Unter, in und über einer Stratocumulusdecke wurden die aufwärts und abwärts gerichteten kurzwelligen Strahlungsflüsse sowie die aufwärts gerichtete Strahldichte im langwelligen Fensterbereich von 9.5–11.5  $\mu\text{m}$  gemessen. Am 8. und 9. August 1978 während des „Joint Air Sea Interaction Experiment (JASIN)“ bei etwa 59°N und 12.5°W fand man das in Abbildung 1 dargestellte Vertikalprofil des Flüssigwassergehaltes.

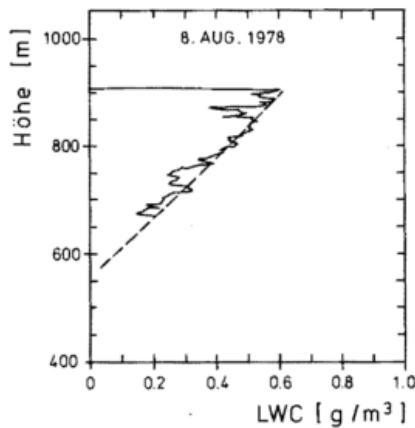


Abb. 7: Gemessenes Vertikalprofil des Flüssigwassergehaltes (Liquid Water Content LWC) in einem Stratocumulus über dem Atlantischen Ozean.

Dies entspricht etwa den den Rechnungen zugrundeliegenden Annahmen. Im Gegensatz zu den Modellrechnungen wurde aber eine starke Änderung der Tröpfchengrößenverteilung zwischen der Wolkenbasis und Obergrenze (Abb. 8) gefunden.

Die gemessenen kurzwelligen Strahlungsflüsse (Abb. 9) stimmen sehr gut überein mit den aus Tröpfchengrößenverteilung, Flüssigwassergehalt sowie anderen gemessenen Parametern berechneten Flüssen. Sogar die aus Abbildung 9 abzuleitende Absorption in der Wolkendecke, nämlich  $44 \text{ W m}^{-2}$  (d. h. etwa 6% des einfallenden Flusses) stimmt gut mit der berechneten  $41 \text{ W m}^{-2}$  überein. Dasselbe gilt für die aus der Abbildung folgenden Größen Albedo und Transmission.

Auch die Strahldichtemessungen im langwelligen Fenster ( $9.5\text{--}11.5 \mu\text{m}$ ) zeigen an beiden Tagen nur geringe Unterschiede zwischen gerechneter und gemessener Emissionsfähigkeit der Wolke. Bereits nach etwa  $30 \text{ g m}^{-2}$  Flüssigwasserweg, d. h.  $100 \text{ m}$  Mächtigkeit bei  $\text{LWC} = 0.3 \text{ g m}^{-3}$ , strahlt die Wolke im langwelligen Fenster 80% der Energie aus, die ein Schwarzkörper emittieren würde; sie nähert sich also rasch der Schwarzkörperemission.

Die Genauigkeit der Messungen reicht jedoch nicht aus, um Vertikalprofile der Erwärmungsraten zu bestimmen. Allerdings sollten diese, da die aus den Messungen folgende Transmission, Albedo und Absorption mit den berechneten Größen gut übereinstimmt, auch den berechneten, in Abbildung 4 und Abbildung 6 vorgestellten, sehr ähnlich sein.

Eine rasche Erhöhung der Meßgenauigkeit bei Flußmeßgeräten (im langwelligen etwa 5% Fehler) ist kaum zu erwarten. Deshalb muß zur Verifizierung der teilweise sehr detailliert rechnenden Modelle zu einer anderen Strategie übergegangen werden. Für den langwelligen Spektralbereich lautet diese: Messung von spektralen Strahldichten, welche bereits etwa mit 1% Genauigkeit angegeben werden können. Allerdings muß das zunächst für wolkenlose Atmosphären geschehen. Ein Beispiel dafür gab jüngst ein Bericht des Weltklimaprogrammes (1984), in dem von ELLINGSON gemessene breitbandige

wie schmalbandigere Strahldichten im unteren und oberen Halbraum mit Modellergebnissen verglichen werden (Abb. 10). Da die Differenzen weit geringer sind, als beim Vergleich mit Flußmessungen (Abb. 11), sollte ein Großteil der Diskrepanzen auf letztere zurückgehen.

Erst wenn diese Art der Verifizierung gelingt, kann man an die Vergleiche gemessener und berechneter Vertikalprofile der Erwärmungs- oder Abkühlungsraten herangehen. Für Atmosphären mit Schichtwolken ist das sogar etwas einfacher als für klare Atmosphären, da in jenen die wesentlichen Änderungen der Strahlungsflüsse auf Schichten geringer Mächtigkeit beschränkt sind. So ist die mittlere Abkühlungsrate der unteren wolkenfreien Troposphäre von etwa  $1\text{--}2 \text{ K/d}$  bei Wasserwolken auf wenige Dekameter konzentriert und dann aber mindestens um den Faktor 20 höher.

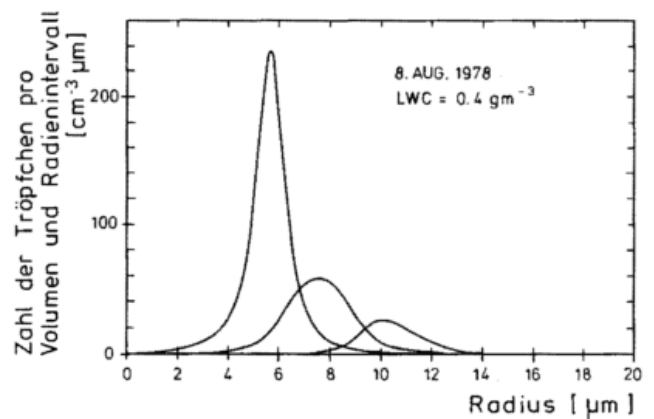


Abb. 8: An gemessene Tröpfchengrößenverteilungen angepaßte Verteilungen in der Nähe der Wolkenbasis (linke Kurve), in der Mitte der Wolke (mittlere Kurve) und an der Obergrenze (rechte Kurve) jeweils normiert auf  $\text{LWC} = 0.4 \text{ g m}^{-3}$ .

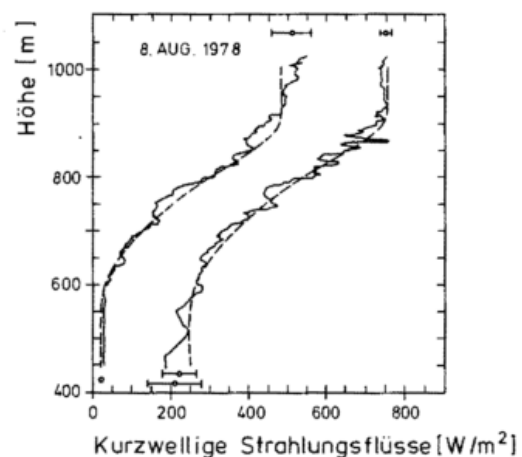


Abb. 9: Aufwärts (links) und abwärts gerichteter kurzwelliger Strahlungsfluß unter, in und über einer Stratocumulusdecke ((—) Messung, (---) Rechnung). Die Variabilität entlang eines Flugabschnittes über und unter den Wolken ist ebenfalls angezeigt (—○—).

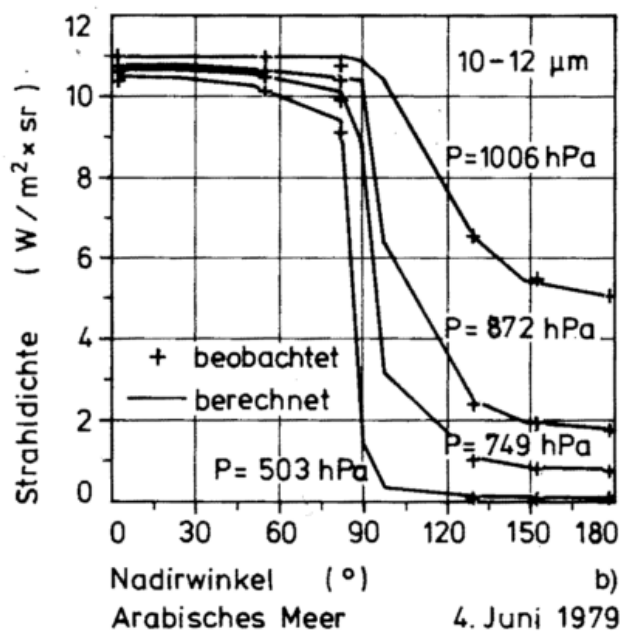
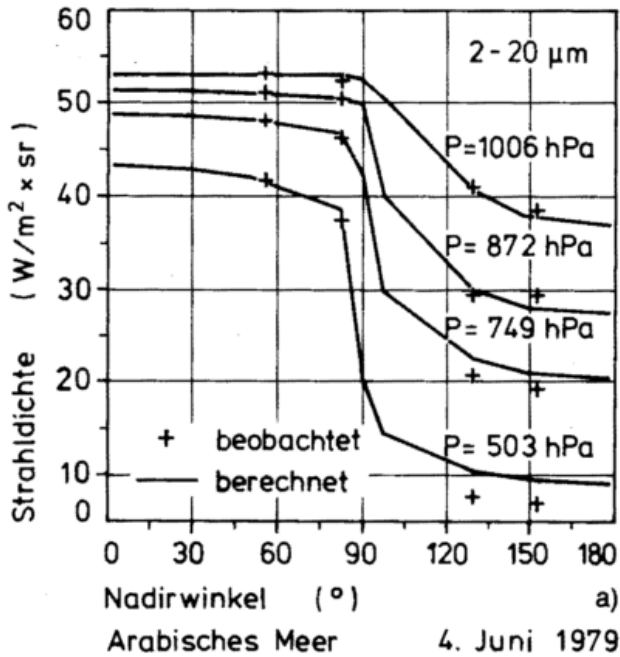


Abb. 10: Beobachtete (+) und berechnete (Kurven) spektrale Strahl-dichten für den langwelligen Spektralbereich in einer klaren Atmosphäre als Funktion des Blickwinkels ( $0^\circ$ -Nadir).  
 a)  $\Delta\lambda = 2-20 \mu\text{m}$ ; b)  $\Delta\lambda = 10-12 \mu\text{m}$  Wellenlänge; die Größe des vertikalen Strichs der Kreuze gibt den geschätzten Meßfehler an.

**Literatur**

BUMKE, K.: Berechnung der lokalen planetaren Albedo und der Erwärmungsraten für eine vorgegebene Wolken- und Aerosolteilchenverteilung im solaren Spektralbereich. Diplomarbeit, Institut f. Meereskunde, Universität Kiel (1984).  
 DEIRMENDJIAN, D.: Electromagnetic scattering on spherical polydispersions. New York: American Elsevier Publ. Comp. (1969)  
 HAHN, C. J.; WARREN, S. G.; LONDON, J.; CHERVIN, R. M.; JENNE, R.: Atlas of simultaneous occurrence of different cloud types over the ocean. NCAR/TN-201+STR, Boulder Colorado (1982)

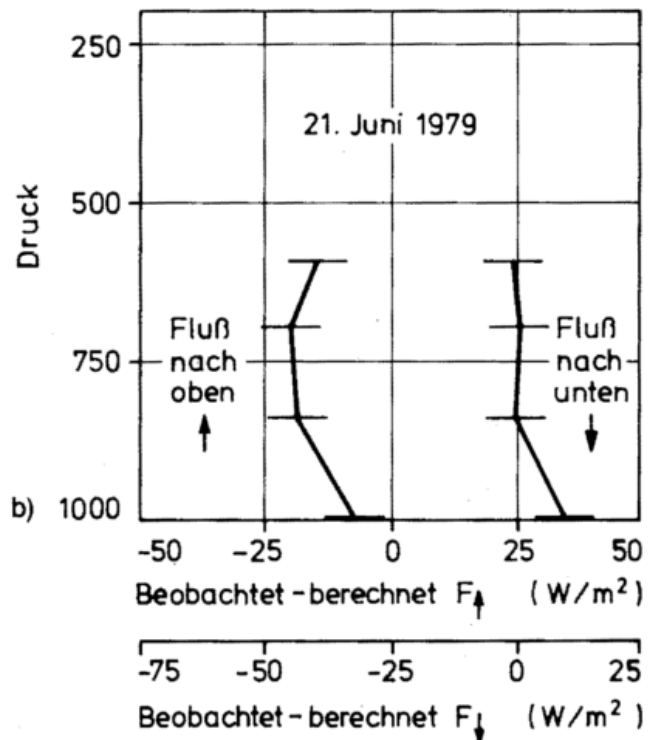
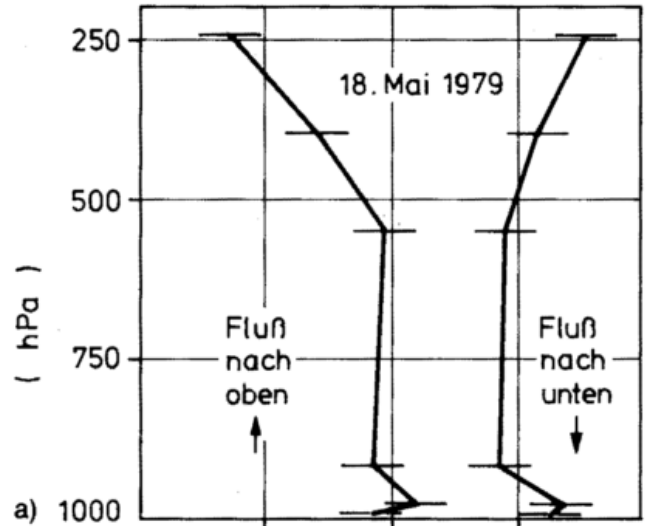


Abb. 11: Beobachtete minus berechnete Profile der langwelligen Strahlungsflüsse; a) für eine klare Atmosphäre; b) für eine Atmosphäre unterhalb einer Wolkenschicht. Die horizontalen Linien geben die Schwankungsbreite von 8 Rechenmodellen an.

KINNE, S.; MANSCHKE, A.; GRASSL, H. (1985): Radiation budget variations caused by thin cirrus. Proc. 34th Rad. Budget Colloquium, München, Oct. 1984, BMFT-FB-W-85-XXX.  
 LUTHER, F. M.; FOUQUART, Y.: The intercomparison of radiation codes in climate models (ICRCCM); long wave clear-sky calculations. WCP-93, WMO/ICSU, Dec. 1984.  
 SCHMETZ, J; RASCHKE, E.; FIMPEL, H.: Solar and thermal radiation in maritime stratocumulus clouds. Beitr. Phys. Atmos. 54 (1981) S. 442-452.

Strahlungstransporte, die in der Atmosphäre keine Änderung erfahren, sind für die Dynamik der Atmosphäre bedeutungslos. Nur die Divergenz der Transporte geht als Wärmesenke oder Wärmequelle in die Energiegleichung ein. Die aus der Divergenz folgenden Temperaturänderungen in einer Größe von etwa 1–2°C pro Tag sind für die Kurzfristwettervorhersage wohl bedeutungslos. Erst mit zunehmender Länge des Vorhersagezeitraums werden sie wichtiger, und für die Klimamodelle, die vom Anfangszustand der Atmosphäre unabhängig sind, ist ihre genaue Bestimmung von entscheidender Bedeutung. Einige wenige Beispiele mögen dies belegen.

Gegenwärtig gilt die durch die Nutzung fossiler Energien bedingte Kohlendioxidzunahme als bedeutendste mögliche anthropogene Klimagefährdung. Obwohl eine Verdoppelung der Kohlendioxidkonzentration in der Atmosphäre allein nur eine geringfügige Erhöhung der mittleren bodennahen Temperatur um wenige Zehntelgrad bewirken würde, da die Kohlendioxidbanden auch bei der gegenwärtigen Kohlendioxidkonzentration fast opaque sind und die Verdoppelung nur die von den Flanken der Kohlendioxidbanden herrührende Gegenstrahlung erhöhen würde, führt diese Temperaturerhöhung jedoch in der Folge zu einer Vermehrung der Wasserdampfkonzentration der Atmosphäre, die zu einer wesentlich größeren Zunahme der Gegenstrahlung und damit zu der bekannten, angenommenen Erhöhung der Mitteltemperatur um etwa 2–3°C führen würde. Nimmt man an, daß auch die Konzentrationen anderer, vom Menschen freigesetzter Spurengase (NO<sub>x</sub>, CH<sub>4</sub>, O<sub>3</sub> u.a.) stark zunehmen, würde die durch sie vermehrte Gegenstrahlung, nach Rückwirkung auf die Wasserdampfkonzentration, die Temperatur ähnlich erhöhen wie infolge einer Kohlendioxidverdoppelung.

Allerdings müssen solche Vorhersagen mit Vorsicht bewertet werden. Die Erhöhung der bodennahen Temperatur der Atmosphäre wird letztlich durch die Temperaturzunahme der Ozeanoberfläche bestimmt. Nimmt man an, daß nur die Deckschicht des Ozeans erwärmt werden muß, dann würde — bedingt durch deren große Wärmekapazität — die Temperatur etwa zehn bis zwanzig Jahre später als die Kohlendioxidkonzentration zunehmen. Berücksichtigt man, daß in den polaren Meeren das oberflächennahe Wasser des Ozeans in das Tiefenwasser überführt wird und die Größe dieses Transports noch unsicher ist, dann kann dieser Zeitraum — angesichts dieser Unsicherheit — auch um mehrere Dezennien größer werden.

Erst ein Ozean-Atmosphären-Modell, das diesen Austausch zuverlässig beschrieb, würde diese Unsicherheit mindern.

Ein weiterer Mangel aller Modelle liegt in der unzureichenden Simulation der Bewölkung. Wir wissen, daß eine Zunahme hoher Bewölkung die Fläche effektiver Abstrahlung des Planeten in größere Höhen mit tieferen Temperaturen verlegen würde. Die Erde strahlte dadurch weniger Energie ab, und da die Cirren die zugeführte kurzweilige Sonnenstrahlung nur wenig beeinflussten, müßte man bei zunehmender hoher Bewölkung mit einer Temperaturerhöhung rechnen. Umgekehrt haben tiefe Wolken etwa die Temperatur der Erdoberfläche. Sie ändern daher die von der Erde abgestrahlte Energie nur wenig, setzen jedoch die Albedo der mit tiefen Wolken bedeckten Erdoberfläche von etwa 6% auf 30 bis 40% herauf. Daher nimmt man an, daß eine Zunahme der Bedeckung mit tiefen Wolken um etwa 4% die durch eine Kohlendioxidverdoppelung bewirkte Temperaturzunahme kompensieren würde (SCHNEIDER 1972). Auch die anthropogene Vermehrung der Aerosolteilchenzahl in der Atmosphäre hat einen ähnlichen Einfluß. Durch diese nähme die Zahl der Kondensationskerne und damit die Zahl der Wolkenröpfchen zu. Bei den tiefen Wolken würde dann die Wolkenalbedo zunehmen, d.h. die der Erde zugestrahlte Energie abnehmen. Auch diese Reduktion kann von der Größe der durch eine Kohlendioxidverdoppelung bewirkten Zunahme der der Erde zugeführten langwelligen Strahlungsenergie sein (REHKOPF u.a. 1984, NEWIGER 1985).

Diese Beispiele kennzeichnen die Unsicherheit gegenwärtiger Klimaprognosen, sie kennzeichnen aber auch die Bedeutung der Strahlung in der Diskussion über mögliche Klimabeeinflussungen durch den Menschen. Die bestehenden Unsicherheiten sind dabei weniger auf die Methode der Strahlungstransportrechnungen als vielmehr auf die für diese notwendigen Annahmen über die Konzentrationen der absorbierenden und streuenden Stoffe zurückzuführen.

#### Literatur

- NEWIGER, M.: Einfluß anthropogener Aerosolteilchen auf den Strahlungshaushalt der Atmosphäre. *Hamburger Geophys. Einzelschr.* R.A. H. 73 (1985).
- REHKOPF, J.; NEWIGER, M.; GRASSL, H.: A 2-D-model of global aerosol transport. *Atmos. Environ.* 18 (1984) S. 2745—2752.
- SCHNEIDER, S. H.: Cloudiness as a global climatic feedback mechanism: the effects on the radiation balance and surface temperature of variations in cloudiness. *J. Atmos. Sci.* 29 (1972) S. 1413—1422.

## Das METEOSAT-System

### Allgemeines

Im europäischen Satelliten-Kontrollzentrum ESOC (European Space Operations Centre) in Darmstadt werden Tag für Tag alle 30 Minuten Bilddaten von dem Wettersatelliten METEOSAT empfangen und nach Aufbereitung über Satellit an mehr als 500 Wetterstationen in aller Welt verteilt. Bevor auf das METEOSAT-Programm näher eingegangen wird, erscheint es nützlich, ein paar allgemeine Informationen darüber zu geben, in welchem Rahmen sich diese europäische Zusammenarbeit vollzieht.

ESOC ist eine Einrichtung der Europäischen Organisation ESA (European Space Agency), der elf Mitgliedsländer (Belgien, Bundesrepublik Deutschland, Dänemark, Frankreich, Großbritannien, Irland, Italien, Niederlande, Schweden, Schweiz und Spanien) angehören, sowie 3 Staaten mit Sonderstatus (Norwegen, Österreich, Kanada).

Zweck der ESA, die ihren Sitz in Paris hat, ist es, die Zusammenarbeit europäischer Staaten für ausschließlich friedliche Zwecke auf dem Gebiet der Weltraumforschung und -technologie und ihrer Anwendung sicherzustellen.

Die Programme umfassen die Entwicklung und den Betrieb von wissenschaftlichen Satelliten, von Anwendungssatelliten (Nachrichten- und Erderkundungssatelliten) und von Weltraumtransportsystemen (Trägerrakete ARIANE, Weltraumlabor SPACE-LAB).

Zur Durchführung dieser Programme wurden mehrere Zentren in Europa und ein Raketenstartplatz in Kourou (Französisch Guayana) eingerichtet.

Die Zentren in Europa sind:

ESTEC in Noordwijk, Niederlande, Europäisches Zentrum für Weltraumforschung und -technologie. Ihm obliegen insbesondere der Entwurf, die Überwachung der Entwicklung und die Abnahme der von der europäischen Industrie gebauten Satelliten.

ESRIN, Frascati, Italien, ist für die Verteilung der von Erderkundungssatelliten im Rahmen des „Earthnet“-Programmes gewonnenen Bilddaten und für einen Informationsabrufdienst von technisch-wissenschaftlichen Datenbanken zuständig.

ESOC ist mit der Überwachung und dem Betrieb der Satelliten sowie der Erfassung und Verarbeitung der von ihnen empfangenen Daten betraut. Zur Erfüllung dieser Aufgaben verfügt ESOC in Darmstadt über die hierfür erforderliche Kontroll- und Rechenzentren sowie über Bodenstationen in Michelstadt (Deutschland), Redu (Belgien), Villafranca (Spanien) und Kourou (Französisch Guayana); darüber hinaus werden Bodenstationen in Carnarvon und Perth (Australien), Fucino (Italien), Kiruna (Schweden), Malindi (Kenia) und Ibaraki (Japan) benutzt.

Bisher sind von ESOC 14 wissenschaftliche, 5 Fernmelde- und 2 meteorologische Satelliten im Weltraum betrieben worden. Seit 1980 werden die Satelliten mit der von ESA entwickelten europäischen Trägerrakete ARIANE in den Weltraum gebracht.

Die Trägerrakete ARIANE ist bisher zwölfmal erfolgreich gestartet worden. 32 weitere Starts sind bereits für künftige Satelliten der ESA und für Kunden in aller Welt fest gebucht.

Die wissenschaftlichen Satelliten haben die Erforschung der Magnetosphäre, Erforschung kosmischer und solarer Röntgenstrahlen und des interplanetaren Raums, Astrophysik und Astronomie zur Aufgabe.

Bei den 5 Fernmeldesatelliten handelt es sich um die Satelliten OTS, ECS-1 und 2 sowie MARECS-A und B2.

ECS-1 und 2 werden zur Übertragung von Fernsehsendungen, Ferngesprächen und von Daten von Computer zu Computer kommerziell von EUTELSAT genutzt, einer Organisation, in der die europäischen Postverwaltungen zusammenarbeiten.

MARECS-A und B2 sind ein europäischer Beitrag zu einem weltweiten Seefunk-Satellitensystem, das von der internationalen Seefunksatelliten-Organisation INMARSAT genutzt wird. Über diese Satelliten können Schiffe mit allen Stellen des weltweiten öffentlichen Fernmeldenetzes in Verbindung treten. Gerät ein Schiff in Seenot, kann über ein automatisch arbeitendes System die Position des Schiffes an Rettungsdienste mitgeteilt werden.

Die Zielsetzung der künftigen Programme erstreckt sich auf die weitere Erforschung

des Weltraums durch wissenschaftliche Missionen sowie seine mehr und mehr verbesserte Nutzung für praktische Zwecke.

Die kürzlich auf die Ministerkonferenz der ESA-Mitgliedsstaaten beschlossenen langfristigen Programme dienen der Verwirklichung dieser Ziele. Sie sehen unter anderem mit dem Projekt COLUMBUS einen eigenständigen europäischen Beitrag zu einer bemannten Raumstation, die in Zusammenarbeit mit den USA erstellt werden soll, sowie die Fortentwicklung der Trägerrakete ARIANE vor.

Mit den bisherigen Leistungen haben die Mitarbeiter der ESA, die aus dreizehn europäischen Staaten kommen, ein gutes Beispiel für eine erfolgreiche Zusammenarbeit gegeben.

Im folgenden soll nun auf Einzelheiten des unsere Leser besonders interessierenden METEOSAT-Programms eingegangen werden.

In den letzten 20 Jahren entwickelten sich meteorologische Satellitensysteme zu sehr wertvollen Hilfen in den Bereichen

- Beobachtung der Erdoberfläche und der Atmosphäre
- Direkte Ausstrahlung von Bilddaten
- Einsammlung von Daten automatischer Stationen.

Dies gilt sowohl für polarumlaufende wie geostationäre Satelliten. Das sehr einfache Beobachtungssystem des ersten geostationären Wettersatelliten ATS-1 zeigte bereits 1966 die Vorteile der regelmäßigen Abtastung eines gleichbleibenden Erdausschnittes für synoptische Anwendung der internationalen Programme „Welt-Wetter-Wacht (WWW)“ und „Globales Atmosphärisches Forschungsprogramm (GARP)“ auf. Basierend auf diesen Erfahrungen wurde zur Unterstützung ein globales Netz, bestehend aus fünf geostationären Wettersatelliten, konzipiert. METEOSAT ist der europäische Beitrag zu diesem System.

METEOSAT 1 und 2 wurden am 23. November 1977 bzw. am 19. Juni 1981 erfolgreich gestartet und in eine geostationäre Umlaufbahn gebracht. Die Position des jeweils operationellen METEOSAT liegt über dem Äquator auf dem Breitengrad 0, der auf die Erde projizierte Standpunkt des Satelliten liegt also im Golf von Guinea. Ersatzsatelli-

ten der METEOSAT-Serie werden zwischen den Breitengraden 10° Ost und 10° West positioniert.

Vom erfolgreichen Betrieb der preoperationellen Satelliten METEOSAT 1 und 2 ermutigt, wurde 1984 die Weiterführung des Projekts als „Operationelles METEOSAT-Programm“ beschlossen. Der Start der nächsten Satelliten dieses Programmes ist für 1986 und 1987 geplant. Weitere drei Satelliten dieser Serie sind vorgesehen.

Zur Zeit ist das METEOSAT-Programm bis 1995 beschlossen. Erste Planungen einer neuen Satellitengeneration für einen auf diesen Zeitpunkt folgenden Zeitabschnitt werden zur Zeit durchgeführt.

Die im Jahre 1985 gegründete Organisation EUMETSAT ist für das operationelle METEOSAT-Programm zuständig. Der Betrieb wird, wie schon während des preoperationellen Programms, von der „Europäischen Weltraumorganisation (ESA)“ geleitet. Die Betriebsabwicklung wird vom „Satellitenkontrollzentrum (ESOC)“ in Darmstadt durchgeführt.

### Aufgaben des METEOSAT-Projekts

Die wichtigsten Aufgaben von METEOSAT sind:

1. Beobachtung der Erdoberfläche und Wolkendecken im sichtbaren und infraroten Spektralbereich und Direktübertragung der Daten an die Bodenstation.
2. Ausstrahlung von Bildinformationen in analoger (WEFAX) und digitaler Form auf zwei unabhängigen Sendekanälen.
3. Einsammlung von Meßdaten automatischer Stationen und Weiterleitung dieser Daten zur Bodenstation.
4. Wiederausstrahlung selektierter Daten über den Satelliten.
5. Einsammlung und Wiederverarbeitung von alphanumerischen Daten über den Satelliten.

Zusätzlich zu diesen, vom Satelliten direkt ausgeführten Missionen, werden im METEOSAT-Rechenzentrum (MGCS) meteorologische Parameter wie Windrichtung und Windgeschwindigkeit, Temperatur der Meeres- oder Wolktoberfläche, Analyse der Wolkenbedeckung und Feuchteverteilung

in der oberen Troposphäre errechnet, sowie eine Strahlungsbilanz der Erde erstellt.

### Beobachtung der Erd- und Wolkoberfläche

METEOSAT-Satelliten sind mit einem Radiometer ausgerüstet, das aus einer Anordnung von mehreren Spiegeln, einem Schwenkmechanismus, Fokussierungs- und Kalibrierungseinrichtungen und mehreren Sensoren und optisch/elektrischen Wandlern besteht. Das Radiometer arbeitet in folgenden Spektralbereichen:

- im sichtbaren Bereich (0.4 — 1.1  $\mu\text{m}$ )
- im thermischen Infrarotbereich (10.5 — 12.5  $\mu\text{m}$ )
- im infraroten Bereich des Wasserdampfabsorptionsbandes (5.7 — 7.1  $\mu\text{m}$ ).

Das Radiometer mißt zu jedem Zeitpunkt nur einen Punkt. Die horizontale Abtastung entsteht durch die Drehung des Satelliten um seine eigene Achse mit 100 Umdrehungen pro Minute. Nach jeder Umdrehung wird das Teleskop um einen kleinen Winkel ge-



Abb. 1: ESOC-Hauptkontrollraum



Abb. 2: METEOSAT-Kontrollraum

kippt, so daß eine benachbarte Zeile abgetastet werden kann. Bei jeder Umdrehung ist das Radiometer 30 Millisekunden auf den zu beobachtenden Erdausschnitt gerichtet. Die restlichen 570 Millisekunden einer Umdrehungsperiode werden Daten des Weltraums gemessen. Da nur die Erdbeobachtungsdaten interessieren, werden diese in einen Speicher an Bord des Satelliten eingelesen und dann im Zeitraum einer kompletten Umdrehung (600 ms) zur Erde übertragen. Dieses Verfahren sorgt für erhebliche Reduzierung der Datenübertragungsgeschwindigkeit. Um zu verhindern, daß ein Fehler des Satellitenspeichers die Erdbeobachtungsfunktion total verhindert, ist METEOSAT im sogenannten „Burst-Mode“ aber auch in der Lage, die Daten direkt zur Bodenstation zu senden. In diesem Fall wird die Trennung von Erd- und Raumdaten, sowie die Datenreduzierung in der Bodenstation vorgenommen. Nachdem 2500 Zeilen, also 25 Minuten, Daten abgetastet wurden, sind alle zur Erstellung eines kompletten Bildes benötigten Daten vorhanden. In den folgenden 5 Minuten wird der Radiometerspiegel wieder auf die Ausgangsposition zurückgefahren und zur Abtastung des nächsten Bildes konditioniert.

Während einer 25 minütigen Abtastperiode können die folgenden Bildinformationen gewonnen werden:

- Ein Infrarotbild mit 2500 x 2500 Bildpunkten
- ein Wasserdampfbild mit 2500 x 2500 Bildpunkten

— zwei Bilder des sichtbaren Bereichs mit jeweils 5000 x 2500 Bildpunkten.

Die beiden Bilder des sichtbaren Bereichs sind in Zeilenrichtung leicht verschoben, so daß sie zu einem Bild von 5000 x 5000 Bildpunkten zusammengefaßt werden können. Die entsprechende Maximalauflösung am auf die Erde projizierten Satellitenstandpunkts ist 2,5 km für Bilder des sichtbaren und 5 km für Bilder des infraroten und Wasserdampfbereichs.

Während die Satelliten der preoperationellen Serie nur drei Bildinformationen gleichzeitig senden können, also entweder beide sichtbaren Bildinformationen oder eine sichtbare und eine Wasserdampfinformation, sind die Satelliten der operationellen Serie in der Lage, alle Informationen gleichzeitig zu übermitteln.

Die Bildinformationen werden, entsprechend dem jeweiligen Sensorwert der Detektoren in digitaler Form umkodiert. Bei den operationellen Satelliten wird jeder Bildpunkt in 8 bit, das entspricht 256 Grauwerten, dargestellt.

In den preoperationellen Satelliten wurden nur die Infrarotbildpunkte mit 8, alle anderen Informationen mit 6 bit dargestellt.

Die abgetasteten Bildinformationen werden in der Bodenstation empfangen und an die METEOSAT-Großrechenanlage (MGCS) weitergeleitet. Hier entstehen durch Zuordnung der einzelnen Meßwerte Rohbilder der entsprechenden Spektralbereiche.

Jedes Rohbild zeigt Abweichungen von einem idealen Referenzbild. Diese Fehler werden durch unterschiedliche Faktoren hervorgerufen, deren Auswirkungen aber entweder im voraus berechenbar oder meßbar sind. Zu diesen Störungen gehören Veränderungen der Meßergebnisse durch die Elektronik an Bord der Satelliten oder geometrische Verzerrungen, bedingt durch eine nicht ideale Lage und Bahn des Satelliten während der Bildabtastung. Sämtliche Korrekturen werden in einer Bildvorverarbeitung vorgenommen, die nur wenige Minuten in Anspruch nimmt. Zu diesem Rechenprozeß werden Amplituden- und Phasenfehler ausgeglichen sowie eine Korrelation zwischen gemessenem Bildpunkt und der entsprechenden Position im idealen Referenzbild hergestellt.

#### Ausstrahlung von Bilddaten

Nachdem der Vorverarbeitungsprozeß der Bildinformationen abgeschlossen ist, wird mit der Ausstrahlung von Teilbildern begonnen. Hierbei wird der Satellit als Fernmelde-relaisstation genutzt. METEOSAT verfügt über zwei unabhängige Sendekanäle in S-Band (1691 und 1694.5 MHz), über die sowohl digitale wie auch analoge Informationen übermittelt werden können.

Zwei Datenübertragungsverfahren werden im METEOSAT-System verwendet:

- ein analoges und
- ein digitales Verfahren.

Analoge Ausstrahlungen entsprechen dem internationalen APT (Automatic Picture Transmission)-System. Diese Sendungen sind zur optischen, manuellen Bearbeitung bestimmt. Das APT-System wurde gewählt, um Benutzerstationen preiswert zu halten und bereits beim Anwender vorhandenes Gerät nutzen zu können. Zum APT-Verfahren werden Bildausschnitte von 800 x 800 Bildpunkten in einer Zeit von 3 Minuten und 40 Sekunden übertragen. Entsprechend der Anforderungen der Anwender wurde ein Sendeprogramm erstellt, das täglich ca. 300 dieser Einzelformate beinhaltet. Zusätzlich zu Bildausschnitten werden ausgewählte Wetterkarten, Testbilder und Operationsanweisungen übertragen. Außerdem wird viermal täglich ein Format gesendet, in dem die Wolkenobergrenzen des gesamten METEOSAT-Erdabschnittes in Form von Graustufen dargestellt werden. Dieses sogenannte CTH-Format (Cloud Top Height) wird im meteorologischen Informationszentrum aus METEOSAT-Daten extrahiert. Die Nutzerstation zum Empfang dieser Ausstrahlungen wird SDUS (Secondary Data User Station) genannt.

Das digitale Verfahren zur Ausstrahlung von Bildinformationen ermöglicht Benutzern den Empfang von Bilddatensätzen mit voller Auflösung in quantitativer und qualitativer Form. Die Empfangs- und Verarbeitungsstationen dieser Ausstrahlungen werden PDUS (Primary Data User Station) genannt. Zusätzlich zu den digitalen Bilddaten werden betriebliche Parameter wie Kalibrierungswerte, Satellitenposition während der Bildabtastung und Bildverarbeitungsparameter als Teil jeden Formats gesendet.

Zur besseren Orientierung werden zusätzlich zu allen Bilddaten Küstenlinien und Gradnetzinformationen ausgestrahlt. Diese Informationen sind beim analogen Verfahren in die Bilddaten eingebündelt, bei der digitalen Übertragung als separater Bestandteil der Datenformate enthalten. Sie können also im zweiten Fall nach Bedarf eingebündelt werden.

#### Einsammlung von Daten

Als Teil eines globalen Dateneinsammlungssystems hat METEOSAT, wie alle anderen geostationären meteorologischen Satelliten, die technischen Einrichtungen zum Empfang und zur Weiterleitung von Daten, die von autonomen Meßstationen gesendet werden. Auf 66 Kanälen können diese Daten bearbeitet werden. Hiervon sind 33 für internationale, und 33 für regionale Anwendungen vorgesehen. Regionale Dateneinsammlungsplattformen (DCP = Data Collection Platform) können sich an jeder Stelle des METEOSAT Bildausschnittes befinden und sind in der Regel stationär. Internationale DCP's werden auf beweglichen Systemen, wie Schiffen, Flugzeugen, Ballons und Bojen eingesetzt. Die Weiterleitung der Daten dieses DCP-Typs wird vom jeweils im Sichtkontakt befindlichen Satellitensystem übernommen.

## Meteorologische Beratung für die Kieler Woche 1985 im Olympia-Zentrum Kiel-Schilksee

Als während der Kieler Woche 1983, am 23. Juni, stürmische Böen aus nordöstlichen Richtungen viele Kenterungen und Schäden auf den Regattafeldern in der Kieler Bucht verursachten, wurde seitens des Veranstalters die Überlegung angestellt, nicht nur, wie bislang, fernmündliche und -schriftliche Be-

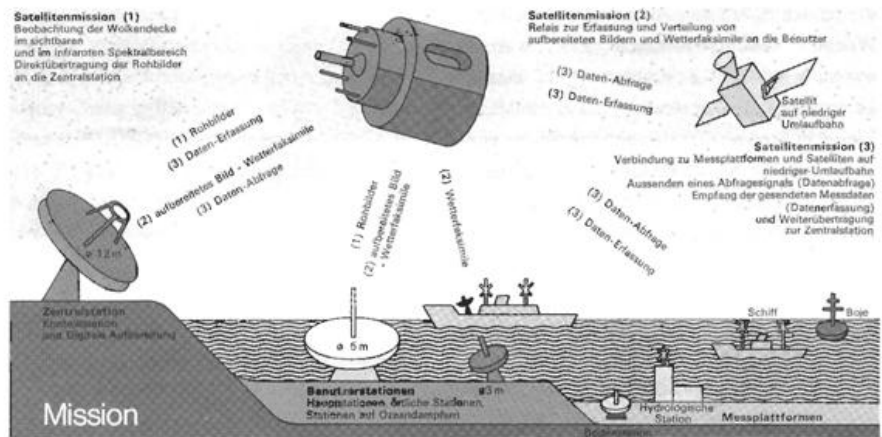


Abb. 3: Operationelle Funktion von METEOSAT

Anwender des DCP-Systems sind meteorologische Dienste, die Meßdaten von automatischen Wetterstationen auf diesem Wege übertragen, aber auch andere Dienste, die Wasserstände, seismologische Daten und andere Umweltdaten über DCP's einsammeln.

Die Sendungen von DCP's können durch zwei verschiedene Kriterien ausgelöst werden. Die normale DCP wird von einer integrierten Uhr zu vereinbarten Zeiten gestartet, die sogenannte Alarm-DCP (Alert) sendet ihre Daten, sobald kritische Parameter einen vorgegebenen Schwellenwert überschreiten (z.B. Hochwasserwarnungen). Alle von DCP's eingesammelte Informationen werden über Fernmeldeverbindungen an interessierte Anwender weitergeleitet. Außerdem besteht die Möglichkeit Daten ausgewählter DCP's über METEOSAT wieder auszustrahlen. Hierfür werden die gleichen Sendekanäle wie für die Ausstrahlung der Bildinformationen benutzt. Die Sendungen werden in den Zeiträumen zwischen aufeinander-

folgenden Bildsendungen durchgeführt. Da die Übertragungszeit eines analogen Formats 3 Minuten und 40 Sekunden beträgt und der Sendeplan in einem 4-Minuten-Raster ausgelegt ist, stehen zwischen zwei Formaten 20 Sekunden zur Verfügung.

#### Einsammlung und Verbreitung von Daten

Satelliten der operationellen METEOSAT-Serie haben die technische Voraussetzung zur Einsammlung und Verbreitung von Daten. Hierfür stehen bis zu 12 Datenkanäle mit einer maximalen Übertragungsgeschwindigkeit von 2400 bits/s zur Verfügung. Dieser neue METEOSAT-Service ist zur Verbesserung des Datenaustausches zwischen meteorologischen Zentren vorgesehen. Nutzerstationen sind hauptsächlich in Afrika und im mittleren Osten geplant.

H. SCHRAMM und R. WOLF  
Darmstadt

den vom Seewetteramt Hamburg entsandten Berichterstatte, so zufriedenstellend, daß für die Kieler Woche 1985 eine entscheidende Ausweitung dieses Beratungsdienstes beschlossen wurde. War 1984 die Beratungstätigkeit noch weitestgehend intern, d.h. für die Regattaleitung bestimmt, so wurde in diesem Jahr der Kundenkreis durch die Segler der teilnehmenden Nationen (1300 Segler aus 33 Nationen) erweitert. Es ergaben sich damit zunächst organisatorische Probleme,

die jedoch durch den Ausrichter der Kieler-Woche-Regatten vorzüglich gelöst waren: erstmalig stand — in Verbindung mit einem kommerziellen Betreiber — eine Halle in Kiel-Schilksee als Treffpunkt der Segler zur Verfügung, in der ab 09 Uhr die meteorologischen Vorträge in deutscher und englischer Sprache abgehalten werden konnten. Der Berichterstatter erklärte den zahlreich erschienenen Seglern zunächst die synoptische Entwicklung. Dazu dienten, auf Proki-Folien übertragen, die Analysen des Deutschen Wetterdienstes, 00 Uhr-UTC des jeweiligen Tages, die selbstgefertigte 03 Uhr-UTC-Zwischentermin-Analyse sowie die 500 hPA-Analyse von 00 Uhr-UTC, nicht zuletzt, um das räumliche Verständnis meteorologischer Vorgänge zu erweitern. Für prognostische Zwecke diente die 00 Uhr-UTC + 24 h — Bodenvorhersagekarte des DWD. Die besondere Schwierigkeit lag in der geforderten Genauigkeit der vorherzusagenden Wetterelemente, vornehmlich Windrichtung und -stärke in ihrer täglichen Entwicklung: die prognostizierte mittlere Windrichtung sollte zum Starttermin innerhalb eines Fehlers von  $\pm 10$  Grad (Winkelgrad) liegen, damit die zu segelnden Dreieckskurse von der Wettfahrtsleitung vor Regattabeginn nach den geforderten Wettkampfrichtlinien ausgelegt werden können. Ein unvorhergesehener Windrichtungswechsel kann zum Abbruch der Wettfahrt führen. Bezüglich der Windgeschwindigkeit genügen bei den modernen Bootstypen schon mittlere Geschwindigkeiten oberhalb 3 Knoten für eine reguläre Wettfahrt.

Die Kieler Bucht war während der Regatten in 6 Bahnkreise gegliedert (Abb. 1), auf der die verschiedenen Bootsklassen ihre Regatten durchführten. Der Küstenverlauf ist uneinheitlich, so daß kleinräumige Modifikationen — besonders im Windfeld — ständig berücksichtigt werden müssen. In diesem Jahr herrschte vor allem während der ersten fünf Tage infolge schwach-gradientiger Wetterlagen häufig Windmangel, so daß vor allem die Frage nach dem Einsetzen von Seewinden zu lösen war. Es galt auf der der Seglerberatung folgenden Besprechung mit der Regattaleitung und den Wettfahrtsleitern den Startzeitpunkt festzulegen, wobei bedacht werden mußte, daß die Startvorbereitungen zwei bis drei Stunden in Anspruch nahmen. Um dieses „Nowcasting“-Problem zu lösen, hatte der Berichterstatter u.a. ständigen Funkkontakt mit den Leitungsschiffen auf den Bahnen, die mit Windmeßanlagen ausgerüstet waren; dazu kam eine Verbindung mit Kiel-Leuchtturm. Vom Seewetteramt erhielt der Meteorologe SYNOP- und

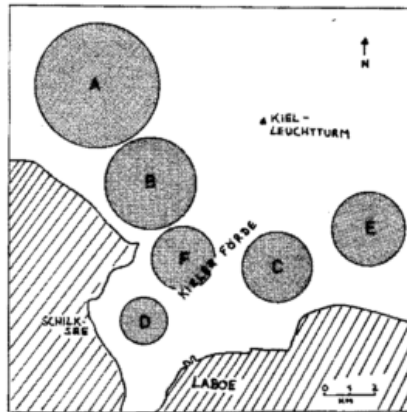


Abb. 1: Bahnkreise der Kieler Woche 1985

METAR-Meldungen, so daß stündliche Feinanalysen gefertigt werden konnten. An drei Tagen wirkte sich neben der morgendlichen Flaute noch die Labilität der Schichtung aus, die dann nachmittags zu Gewittern führte und damit irreguläre Wettkampfbedingungen heraufbeschwor. Der Meteorologe wurde also nicht nur gefragt, wann gestartet werden konnte, sondern auch danach, ob die Wettfahrt noch vor den zu erwartenden Gewittern erfolgreich abgeschlossen werden konnte. Ein Beispiel dafür ist die Wetterentwicklung vom 25. 6. (Abb. 2 u. 3).

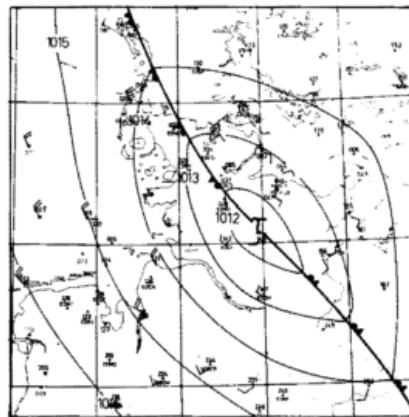


Abb. 2: Analyse Boden, 25.06.1985, 12 Uhr GLZ (Windstärken in Bft.) (GLZ = Gesetzl. Landeszeit)

Bis 10.00 Uhr GLZ herrschte im Fördebereich Flaute, hervorgerufen durch eine langgestreckte Tiefdruckrinne, die vom Ostatlantik über Dänemark und Norddeutschland zum Schwarzen Meer reichte. Der Leuchtturm Kiel meldete noch Westwind mit 4 bis 5 Knoten, da sich nachts ein flacher Sekundärhochkeil in der Kaltluft gebildet hatte. Dieser Keil schwenkte von West nach Ost über Schleswig-Holstein hinweg. In der labil ge-

schichteten Kaltluft war bei überwiegend wolkenarmen Himmel mit Thermik über Land und daraus resultierendem Seewind zu rechnen, zumal der schwache Westwind in der Kieler Bucht infolge Rückdrehens nicht mehr seewindkompensierend wirken würde. (Hauptwindrichtung bei Seewind im Bereich der Außenförde: 50 Grad). Natürlich mußten die küstennahen Bahnen frühzeitiger in den Genuß dieser kleinräumigen Zirkulation gelangen, zumal die Außenbahnen auch noch durch die sich entwickelnden Thermikfelder über den dänischen Inseln mit ihren konträren Windrichtungen beeinflusst werden konnten. Zunächst wurde der Regattaleitung zu einer einstündigen Startverschiebung geraten, so daß als Starttermin 13.00 Uhr GLZ festgesetzt wurde. Inzwischen hatte sich in der labilen Schichtung eine Instabilitätslinie entwickelt, die um 12.00 Uhr GLZ mit einer kleinräumigen Zirkulation quer durch Schleswig-Holstein verlief (von NW nach SE). Die Bewegung war bodennah nordostwärts mit ca. 10 bis 15 km/h gerichtet. Ab 14.00 Uhr, also während der Regatta, warnte der Meteorologe vor Gewittern und Böen bis Stärke 6, verbunden mit einer Richtungsänderung der Hauptwindrichtung von ENE auf NW. Die Warnung wurde per Funk an die Einsatzboote der Wasserschutzpolizei,

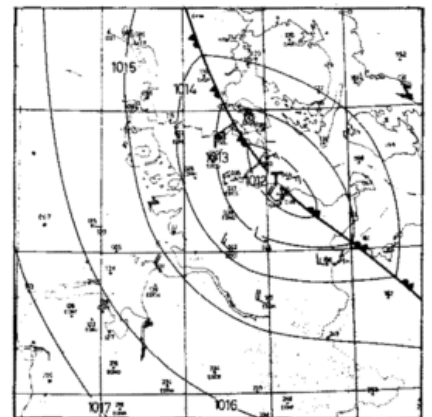


Abb. 3: Analyse Boden, 25.06.1985, 15 Uhr GLZ (Windstärken in Bft.)

der DLRG und der Wasserwacht weitergeleitet. Die Gewitterlinie erfaßte von Südwesten her um 15.30 Uhr die Innenbahnen auf der Kieler Förde, verbunden mit einer — allerdings nur schwach wirksamen — Böenlinie (max. Böen Bft. 5). Per Funk konnte recht genau der Zeitpunkt des Eintretens der Windrichtungsänderung auf den Außenbahnen vorhergesagt werden, so daß vorzeitige Wettfahrtsabbrüche vermieden werden

konnten. Schließlich wagte der Wettfahrtleiter auf Bahn A nach Rücksprache mit dem Meteorologen noch eine weitere Wettfahrt bei neuer Windrichtung nach Gewitterpassage, die bei stetigem NW (Bft. 4) noch vor Einsetzen der Dunkelheit erfolgreich abgeschlossen wurde.

Neben den Bahnregatten fanden noch drei Hochseeregatten in der westlichen Ostsee statt, die ebenfalls per Funk meteorologisch betreut wurden.

Der Leser hat bisher vielleicht den Eindruck gewonnen, daß sich der Meteorologe in Kiel-

Schilksee als bewährter „Einzelkämpfer“ betätigte. Vielmehr war eine erfolgreiche Beratung von der koordinierten Arbeit verschiedener Dienststellen abhängig: die Wetterstation Kiel (10045) nahm nachts Wetterkarten (DCF 54) auf, die dem Meteorologen als Basismaterial dienten. Vom Seewetteramt wurde per Telekopierer (als FS-Ersatz) ständig Datenmaterial übertragen, und ein installiertes Faxgerät des DWD sorgte in Kiel-Schilksee für die weitere Kartenversorgung während des Tages. Zusätzlich hatte der Berichterstatte mit der Geophysikalischen Beratungsstelle Kiel-Holtenau (EDCK) verein-

bart, bei Datenausfällen Arbeitsunterlagen aus der Beratungsstelle zu verwenden. Bei kritischer Wetterentwicklung (z. B. Gewitter) ließ sich der Meteorologe kontinuierlich von einem Kollegen aus der Regionalen Vorhersagezentrale Hamburg per Telefon das Satelliten- und Radarbild erklären.

Die Arbeit des Deutschen Wetterdienstes während der Kieler Woche hat in der Öffentlichkeit ein breites und positives Echo gefunden.

H. ERDMANN, Hamburg

---

## Blick zurück

---

### Vorbemerkungen

Den nachfolgenden Erlebnisbericht übersandte Prof. Dr. Werner Schwerdtfeger wenige Monate vor seinem unerwarteten Tode — er starb am 18. Januar 1985 in Madison/USA im Alter von 75 Jahren — an die Deutsche Meteorologische Gesellschaft, die ihn zur Veröffentlichung in *Promet* an den Deutschen Wetterdienst weiterleitete.

Der Bericht ist nicht frei von selbstbiographischen Akzenten, liefert aber doch einen wertvollen Beitrag zur Geschichte des Wetterdienstes in Deutschland. Seine Veröffentlichung in *Promet* dürfte im Interesse derjenigen Leser liegen, die wenig über die Arbeiten und Bedeutung der kurz vor dem 2. Weltkrieg geschaffenen Zentralen Wetterdienstgruppe (ZWG) wissen.

In der vorliegenden Form handelt es sich um eine redaktionell überarbeitete und gekürzte Fassung des Originaltextes. Der vollständige Bericht befindet sich in der Bibliothek des DWD.

H. Flohn hat in den Mitteilungen der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft e.V., Heft 2/85 (S. 56—57), einen Nachruf auf Prof. Dr. Werner Schwerdtfeger veröffentlicht.

Hauptschriftleitung

## Die letzten zwei Jahre der ZWG (1943—1945)

(Ein Erlebnisbericht von WERNER SCHWERDTFEGER †)

### Einleitung

In den letzten 20 Kriegsmonaten war ich — ungewollt — in einer Stellung, in der ich wohl mehr als andere Meteorologen Einsicht hatte in die Arbeit und in die Probleme der Zentralen Wetterdienstgruppe der deutschen Luftwaffe (ZWG). In diesen Zeitraum fallen zwei Geschehnisse von besonderem meteorologischen Interesse: Die große Invasion der Alliierten über den Englischen Kanal im Juni 1944, und im Dezember 1944 der letzte, verzweifelte Angriff deutscher Truppen im Gebiet der Ardennen, ein Kampf, dessen Verlauf vom Wetter entscheidend beeinflusst wurde.

Angesichts des Zeitverzuges von vierzig Jahren erschien es mir angebracht, auch eine Beschreibung der ZWG und ihres Verhältnisses zu den höheren militärischen Instanzen zu geben, sowie eine Darstellung des Lebens in der ZWG von der Zeit voller Arbeitsfähigkeit im Wildpark bei Potsdam bis zum Ende auf einer Waldwiese in Oberbayern.

Mein Dank gebührt Herrn Prof. *Hermann Flohn*, einem der wenigen noch erreichbaren ZWG-Meteorologen, für eine kritische Durchsicht und Anregungen zur ersten Version dieses Berichts.

### Daseinszweck und Personal der ZWG

Die ZWG war die Hauptwetterdienststelle des Oberkommandos der Luftwaffe (OKL, Deckname „Kurfürst“). Sie hatte jederzeit bereit zu sein, Wettervorhersagen zu geben für irgendein Ziel im weiten Bereich, in dem deutsche Flugzeuge damals fliegen konnten, und mußte auch andere Fragen meteorologischer Natur beantworten. Gleichweise mußte das Oberkommando der ganzen Wehrmacht im Hauptquartier Hitlers bedient werden. Dorthin war der Meteorologe *Oskar Schuster* abgeordnet; er stand in laufender Verbindung mit der ZWG. Fünf Jahre lang hat Schuster in seinem schwierigen Amt zur Zufriedenheit aller Beteiligten

durchgehalten, eine beachtliche Leistung im Vergleich zu *WARLIMONTS* (1962) Schilderungen des Personalwechsels in Hitlers Hauptquartieren. Nur in Ausnahmefällen wurde auch das Oberkommando des Heeres versorgt, das einen kleineren Wetterdienst unterhielt unter der Leitung von *Dr. H. Kölzer*, der seit vielen Jahren im Dienste des Heeres stand. Dagegen hatte die Kriegsmarine ihren eigenen, vollständigen Wetterdienst mit einer Zentralstelle in Berlin und vielen Zweigstellen. Eine weitere, kontinuierliche Aufgabe der ZWG bestand darin, tägliche Wetteranalysen und Vorhersagekarten in verschlüsselter Form den Wetterdienststellen im Kommando der regionalen Luftflotten und kleineren Einheiten der Luftwaffe via Radio, Fernschreiber oder Telefon zuzuleiten.

Für die verschiedenen täglichen Analysen standen der ZWG alle erreichbaren Wetterbeobachtungen und zusätzlichen Daten zur

Verfügung, so auch die regelmäßig entschlüsselten russischen Daten und häufig die Bodendruckwerte, die an britischen Flugplätzen Flugzeugbesatzungen vor deren Landung unverschlüsselt durch Funk übermittelt wurden. Diese Werte waren nützlich für die Ableitung von Luftdruckänderungen. Weitere wichtige Daten waren die täglichen Ergebnisse der Wetterflugzeug- und Radiosondaufstiege im deutschen Bereich und die Berichte der Wettererkundungsfieger aus den weiter entfernten Gebieten, sowie die weniger regelmäßigen Meldungen der Unterseeboote. Bei dem damaligen Stand der Entwicklung der Nachrichtenmittel erforderte die laufende Handhabung aller solcher Meldungen eine unverhältnismäßig große Zahl von wohlausgebildeten Hilfskräften (im Jahre 1944 etwa 100 uniformierte Luftwaffenhelferinnen).

Die ZWG selbst hatte zwölf bis vierzehn ausgewählte Meteorologen, in der Mehrzahl erfahrene Synoptiker, und etwa zwanzig Wetterdienst-Techniker. Der Standort (1939 bis Februar 1945) war im Hauptquartier des OKL, in einem Waldgebiet nahe der Havel, ein paar Kilometer westsüdwestlich von Potsdam, genannt Wildpark. Im modernen Dienstgebäude der ZWG war auch der Sitz des Chef Wetterdienst, des Vorgesetzten allen meteorologischen Personals der Luftwaffe. *Dr. Richard Habermehl*, Ministerialdirektor im Luftfahrtministerium, hatte diese Stellung Anfang des Krieges. Er wurde bald abgelöst durch *General Spang*, der nur geringe meteorologische Vorbildung hatte, sich aber auf drei klug ausgewählte Meteorologen in seinem Stabe verlassen konnte. Anfangs bemühte er sich, einige militärische Ordnung in die verschiedenen Wetterdienststellungen zu bringen und die erste Wettererkundungsstaffel (später OKL I genannt) zu vergrößern und voll auszustatten. Später trug er viel dazu bei, die weitverbreiteten Reibungen zwischen Meteorologen (Wehrmachtsbeamte im Offiziersrang) und den „richtigen“ Offizieren zu beheben. General Spangs Nachfolger wurde Ende 1942 *Dr. R. Benkendorff*, ein erfahrener Meteorologe und Verwaltungsbeamter im Generalsrang. Als Chef Wetterdienst war er, ebenso wie vor ihm General Spang, verantwortlich für alle Personal- und Verwaltungsangelegenheiten, aber nicht für die meteorologische Tätigkeit der ZWG. Dafür war der Chef ZWG (Wehrmachtsbeamter im Range eines Oberstleutnant/Oberst) zuständig, der viele Anweisungen direkt vom Kurfürst-Generalstab erhielt. Er mußte jederzeit in der Lage sein, die Wetterlage in verschiedenen Teilen Europas zu beschreiben. Jeden Morgen in der Lagebesprechung

des Generalstabs, gelegentlich auch am Abend, hatte er mit den neuesten Karten die voraussichtliche Wetterentwicklung in den für den Einsatz der Luftwaffe gerade wichtigen Gebieten zu erklären.

Der erste Chef ZWG war Ministerialrat *Dr. Kurt Diesing*, ganz der Meteorologie ergeben, mit langjährigen Erfahrungen in der Wetter-Analyse und -Vorhersage, und hochgeschätzt von allen Kollegen. Beauftragt vom Luftfahrtministerium, hatte er im Jahre 1938 begonnen, die ZWG als eine leistungsfähige, harmonisch arbeitende Einheit aufzubauen. Mit Kriegsbeginn wurde die ZWG offiziell als militärische Dienststelle geführt. Alle Kollegen, die in den ersten Kriegsjahren mit oder unter Diesing arbeiteten, bestätigten, daß er sich seiner Aufgabe bis zur Erschöpfung hingab. Vielleicht hat es dem feinfühligem Kurt Diesing besonders hart zugezogen, wenn die höheren militärischen Vorgesetzten ihren Unwillen zum Ausdruck brachten, daß nicht alle Anforderungen erfüllt werden und nicht alle Vorhersagen eintreffen konnten. Daß er zu Beginn des Krieges im Osten und dann zu Anfang des Frankreichfeldzuges ausgezeichnete Prognosen gegeben hatte, war schnell vergessen. Diesings Gesundheit ließ Anfang des Jahres 1943 nach, und er starb im Juli. Sein Stellvertreter hatte alle Pflichten zu übernehmen, auch die Vorträge zu den täglichen Lagebesprechungen, konnte aber offenbar den Erwartungen des Chefs des Kurfürst-Generalstabs nicht nachkommen. Letzterer bestand darauf, daß ein unmittelbar mit der aktiven Luftwaffe vertrauter Meteorologe den ZWG-Posten übernehme.

Nun, der Meteorologe der daraufhin für diese schwierige Stellung bestimmt wurde, ist jetzt, vierzig Jahre später, der Verfasser dieser Zeilen. Da der Bericht von hier an vornehmlich auf seine persönlichen Erinnerungen und Notizen gestützt ist, wurde für die folgende Darstellung die „ich“-Form gewählt. Das soll aber in keiner Weise als Zeichen geringerer Anerkennung gelten für die ausgezeichnete Arbeit und Hilfsbereitschaft der Kollegen und Mitarbeiter in den letzten zwei Jahren der ZWG.

#### **Bittere Enttäuschung eines Wetterfliegers**

Anfang August 1943, bei Rückkehr von einem Wettererkundungsflug in die Südost-Ecke des Mittelmeers zum Flugplatz Athen-Tatoi, erwarteten mich zwei Überraschungen: Die erste, freundliche, war ein großer Blumenstrauß etc. anlässlich meines 250. „Feindfluges“; die zweite hatte die Form eines ominösen Telegramms: „Sofortige Mel-

dung bei Chef Wetterdienst Kurfürst“. Zwei Tage später war ich dort. Zwar hatte ich keine Sorge, in den vergangenen Wochen auf meinem Rundflug zu den Wettererkundungsstaffeln im Bereich sechs verschiedener Luftflotten wesentliche Verordnungen verletzt zu haben. Auch hatte ich niemals den Wunsch geäußert, von meiner Stellung als leitender Meteorologe der Wettererkundungsstaffel OKL I in irgend eine andere Position versetzt zu werden. Und trotzdem hatte ich eine böse Ahnung, daß die Zeit mit „meinen Leuten“ in Bad Zwischenahn und Stavanger nun beendet werden sollte.

Chef Wetterdienst *Dr. Benkendorff* schien ganz überzeugt zu sein, daß er gute Nachrichten für mich hätte: „Mit der Fliegerei hören Sie jetzt auf. Sie sind als Leiter der ZWG vorgesehen. Wir brauchen aber noch *General Christians* (Chef Kurfürst) Zustimmung. Sie sollen sich noch heute bei ihm vorstellen.“ Zuerst war ich sprachlos. Ich versuchte *Dr. Benkendorff* zu erklären, was er zweifellos schon wußte, daß ich in Flugwettervorhersage wenig praktische Erfahrung hätte (nur wenige Monate des Jahres 1931 auf dem Flugplatz Berlin-Tempelhof, mein erster Job), und daß ich in den letzten neun Jahren Wetterflieger war (im Frieden etwa 1000 Aufstiege über Berlin und Königsberg, im Krieg außer den oben genannten noch viele andere Flüge), nebenher auch neue Wettererkundungsbeobachter ausgebildet und in einem Wintersemester in Wien für 96 „Jungmeteorologen“ Vorlesungen gehalten hätte. Das Ergebnis solcher „Verteidigung“ war natürlich Null. Danach meldete ich mich bei *General Christian*, und eine Stunde später war ich Chef ZWG. Warum gerade ich? Zum Teil hatte ich vielleicht selbst dazu beigetragen, ohne es zu ahnen. Seit 1940 hatte ich es mir zur Gewohnheit gemacht, nach Rückkehr von einem Wettererkundungsflug die neuesten Bodenkarten der ZWG mit meinen eigenen Beobachtungen (Druckfeld, Bodenwinde, Lage von Fronten) zu vergleichen. Wenn ich keine gute Übereinstimmung fand, machte ich telephonisch die ZWG-Synoptiker darauf aufmerksam. Oft kam es dann vor, daß Diesing sich einschaltete; solche kritischen Aussprachen schienen ihm sehr zu gefallen. So kam es, daß er *Benkendorff* davon erzählt hatte, und dieser ließ mich davon hören — viel später.

#### **Das Leben in der ZWG**

Mein erster Schritt war, alle zwölf ZWG-Meteorologen kennen zu lernen, für deren Arbeit ich von nun an verantwortlich sein sollte. Gute Zusammenarbeit und gegenseitig-

ges Vertrauen waren unentbehrlich, umso mehr als ich in kürzester Zeit viel Neues zu sehen und zu verstehen hatte. Die Mehrzahl der Kollegen war mir flüchtig bekannt. Ich erwähne hier nur ein paar, die sich schon damals einen Namen gemacht hatten: *Dr. Richard Scherhag*, der ein sinnvoll zusammenhängendes System von Höhenwetterkarten entwickelt hatte, welches später auch von amerikanischen und britischen Wetterdiensten übernommen worden war; *Dr. Horst Philipps*, Theoretiker, der neben seiner meteorologischen Arbeit einen neuen aeronautischen Almanach, besonders nützlich für lange Flüge in polaren Zonen, herausbrachte; und *Dr. Hermann Flohn*, einer der ersten Vertreter einer modernen Klimatologie. Es wurde mir schnell klar, daß alle zwölf Meteorologen ausgesucht waren, die meisten von Diesing, aus keinem anderen Grund als der Qualität ihrer Arbeit in ihren Spezialgebieten. Für mehrere Monate des Jahres 1944 bekam ich freundliche Hilfe, als mein (wie auch Dr. Diesings) alter Doktorvater an der Universität Leipzig, *Prof. Dr. Ludwig Weickmann*, im gleichen Gebäude für Chef Wetterdienst arbeitete. In diesen Monaten waren die Wetterbesprechungen bei der ZWG besonders lebhaft und lohnend.

Für die täglichen Lage-Besprechungen des Generalstabs machte ich mich schnell vertraut mit der gewünschten Form des Vortrages, mit einer kurzen, den Zuhörern angemessenen Schilderung der Großwetterlage über Europa, und der Auswahl von Einzelheiten in verschiedenen Gebieten. Ein wichtiger Punkt schien auch zu sein, daß ein Meteorologe sich streng darauf beschränken sollte, nur Wetterbeschreibungen oder Vorhersagen (Bewölkung, Wind, Sicht, Temperatur, wenn anormal, etc.) zu geben, und keinesfalls Möglichkeiten betreffs Start, Flug oder Landung von Flugzeugen zu erwähnen. Letzteres war die Angelegenheit der Generalstabler. Wie es mit genau definierenden Vorschriften so leicht passieren kann, irgend eine kleine Möglichkeit haben die eifrigen Autoren doch nicht bedacht, und plötzlich entsteht eine peinliche Situation. Ungewollt, verursachte ich so etwas ziemlich bald. An einem Septembertag 1943 war das Wetter über Jütland (NW-Dänemark) mäßig schlecht, und für den folgenden Tag war das gleiche zu erwarten: 10/10 Bewölkung ab etwa 300 m, Sichtweite 4–10 km, mäßige Winde aus NW. Vom Chef des Generalstabs kam die kritische Frage, ob ein Teil eines Kampfgeschwaders JU 88 unter diesen Bedingungen in Aalborg (großer Platz, flaches Gelände, keine größeren Hindernisse in der Umgebung) landen könnte. Die Frage war

zweifellos an den Oberstleutnant der Abteilung IA gerichtet, aber ganz instinktiv, da ich auf dem Platz mehrmals bei viel schlechtem Wetter gelandet war, und ohne an die Vorschriften zu denken, sagte ich „Jawohl Herr General, kein Nebel zu erwarten“, bevor der IA auch nur den Mund aufgemacht hatte. Ich erhielt sogleich einen sehr unfreundlichen Verweis, und hoffte nur, bald wieder zu meiner Staffel zurückversetzt zu werden. Das trat nicht ein, und der nächste Tag brachte mir ganz unerwartet einen freundlichen Ausgleich. Die Gruppe JU 88 war auf dem Wege nach Aalborg, und nun kam die zweite Frage: „Können sie morgen in Banak landen?“ Das war einer der wenigen Startpunkte, von dem aus die Ju 88-Kampfflugzeuge die amerikanischen Geleitzüge zur Barent See und zum Hafen Murmansk erreichen konnten.

Die Wettervorhersage für den nächsten Tag in Banak war im ganzen ähnlich der für Aalborg einen Tag früher, diesmal aber mit starkem Nordost-Wind. Bei Ende meines Berichts gab es nur ein verlegenes Schweigen; alle Augen waren auf den IA gerichtet. Dieser hatte sich offenbar nicht gut vorbereitet, und murmelte schließlich nur: „Nie dort gewesen“. Dann wieder unbehagliche Stille, bis der Chef ärgerlich fragte, ob irgend jemand dort oben Bescheid wisse. Tiefes Schweigen allerseits, niemand bewegte auch nur einen Finger. Völlig ungewiß, wie das wohl ausgehen sollte, schaute ich den General groß an und nickte ein wenig. Zur Überraschung aller zeigte er plötzlich, daß er auch Humor haben konnte: „Heute ist Ihr Tag, Doktor, nun sagen Sie schon, wie es da aussieht.“ Die allseitige Erleichterung war hörbar und sichtbar. Ich beschrieb mit wenigen Worten die Umgebung von Banak, wo ich vor drei Monaten ein paar interessante Tage verbracht hatte. Es war klar, daß der Flug einer größeren Anzahl JU 88 besser verschoben werden sollte. Auf eine weitere Frage hin gab ich, wohl etwas leichtsinnig aus dem Stegreif, die Vorhersage für den zweiten Tag: „erhebliche Besserung“, und selbst das trat ein. Nach diesem Abenteuer hatte ich den Eindruck, daß man mich als Mitglied der Kurfürst-Lagebesprechungen anerkannte.

Nichtsdestoweniger, dauernder Frieden zwischen Befehlshabern und Meteorologen war, und wäre vielleicht auch heute noch, eine Illusion. Bei der häufigsten Meinungsverschiedenheit handelte es sich um den Zeitraum, für den eine mehr oder weniger zuverlässige Vorhersage gegeben werden könnte. Unter den höheren Offizieren der Luftwaffe, mit denen ich in den letzten zwei Kriegsjahren zu

tun hatte, waren nur wenige, die sich damit abfanden, daß eine Prognose für drei Tage nur in den seltensten Fällen möglich war, und daß wichtige Einzelheiten wie Wolkenmenge und -höhe sowie Windverhältnisse in verschiedenen Niveaus oft schon für den zweiten Tag nicht zuverlässig vorhergesagt werden konnten. Aber dem Drängen von mehreren Stellen nachgebend, versuchten wir uns Anfang 1944 dann doch an „Mittelfrist-Vorhersagen“ für das Englische Kanal-Gebiet und die Nordsee. Jeden zweiten Nachmittag kam das „Gremium“ zusammen, in Gestalt der Herren *Weickmann*, *Wieland*, *Philipps*, *Flohn* und *Schwerdtfeger*. Über Telephon und Fernschreiber gab es jedesmal Meinungs austausch mit dem Wetterdienst der Deutschen Seewarte in Hamburg sowie dem Hauptwetterdienst und der meteorologischen Versuchsgruppe des Oberkommandos der Marine (OKM). Gelegentlich ließ auch das Ein-Mann-Institut des „Langfrist-Spezialisten“ *Baur* in Bad Homburg von sich hören.

Außer dem täglichen Material des synoptischen und aerologischen Dienstes wurden die folgenden Erscheinungen oder Beziehungen in Betracht gezogen: 1) Änderungen der Flächenmittel des Luftdrucks für verschiedene größere Gebiete (ein Gedanke Diesings); 2) Korrelation solcher Änderungen mit mehreren aerologischen Kriterien; 3) Häufigkeit und Aufeinanderfolge verschiedener Großwetterlagen in früheren Jahren; 4) Singularitäten-Betrachtungen. Die Zeit von ein paar Monaten war wohl zu kurz, ein klares Bild von Erfolg oder Mißerfolg mittelfristiger Vorhersagen zu gewinnen. Immerhin, die Ergebnisse der Besprechungen wurden des öfteren dazu benutzt, die Hauptvorhersagen der Synoptiker für das Kanal- und Nordseeküsten-Gebiet zu ändern. Nur die Prognosen für die nächsten zwei Tage wurden täglich mittags an die zuständigen Oberkommandos gegeben, 'weitere Aussichten' wurden nur gelegentlich hinzugefügt. Als dann die Kämpfe um die Normandie ihren Lauf nahmen, sank das Interesse an den Vorhersagen, Prof. Weickmann kehrte im Januar 1945 nach Leipzig zurück, und andere Probleme kamen auf.

#### **Wettervorhersagen anlässlich einer drohenden Invasion, Juni 1944**

In manchen Artikeln und Büchern über die Invasion der alliierten Streitkräfte an der französischen Seite des Englischen Kanals (Deckname Overlord), veröffentlicht in England und den U.S.A., findet man Bemerkungen über den deutschen Wetterdienst. In al-

len solchen Schriften, die ich gesehen habe, wird in der einen oder anderen Form gesagt, daß die Vorhersagen der deutschen Meteorologen für die französische Küste des Kanals in den kritischen Tagen Anfang Juni nicht richtig waren, vielleicht wegen fehlender Beobachtungen vom Nord-Atlantik oder aus anderen Gründen. Bemerkungen dieser Art werden dann dazu benutzt, den echten Überraschungseffekt der Invasion zu erklären. All das hat nur einen Fehler: Die Vorhersagen von Wind und Wetter an der nordwestfranzösischen Küste in der ersten Juni-Woche, von der ZWG an „Wolfschanze“ (Hitlers Hauptquartier in Ostpreußen), Kurfürst und den Wetterdienst der Luftflotte 2 in Paris gegeben, waren gut. Beispiel: Die Vorhersage vom 4. Juni mittags für den 6. Juni, welcher sich dann als der kritische Tag herausstellte, gab W- bis NW-Winde, wechselnd zwischen Beaufort-Stärken 4 und 6 (14–23 Kn) an. Dies war die offizielle ZWG-Wind-Vorhersage, diskutiert und formuliert von den Synoptikern, die am 4. Juni morgens im Dienst waren. Ich erinnere mich dessen noch, weil die Frage, was die ZWG vorhergesagt hätte, bei der Kurfürst-Lagebesprechung am Morgen des 7. Juni aufkam.

Ob in diesen Tagen von einer anderen Stelle andere Vorhersagen an Wolfschanze gegeben wurden, ist mir nicht bekannt. Es ist dagegen ganz sicher, daß jede an die höheren militärischen Stellen gegebene Wettervorhersage sich nur auf das Wetter bezog und keinesfalls eine Aussage über die Wahrscheinlichkeit einer großen Invasion enthielt. Wenn der Verlierer einen schweren Fehler gemacht hat, ist es für den Sieger natürlich einfach, von Unvorsicht, Unaufmerksamkeit oder allen möglichen Ablenkungen zu sprechen. Wenn man liest (HASTINGS: Overlord, S. 90), daß viele amerikanische Soldaten, schwer beladen mit ihren Waffen und seit vielen Stunden eingepreßt in die LCVPs (Landing Craft Vehicle and Personell) oder andere Transportkähne, jammervoll ertrinken mußten, ohne je einen Fuß auf französischen Boden gesetzt zu haben, versteht man schon eher, daß deutscherseits nicht mit einem massiven Angriff gerechnet war. Da die Invasion am Ende doch Erfolg hatte und die Toten nicht mehr sprechen konnten, war es wohl im Interesse der „public relations“ passend nicht viel davon zu schreiben, daß die Vorhersage des britischen Meteorologen Cpt. STAGG (1971), auf die Eisenhower vertraut hatte, zumindest überoptimistisch war. Selbst wenn ein ablandiger Wind an der englischen Südküste zeitweilig abnähme, wäre es keinesfalls sicher, daß die ablandigen Winde an der französischen Nordküste ein paar

Stunden später das Gleiche tun müßten. BUTCHER (1946, S. 569), Adjutant Eisenhowers, schreibt von einer Unterhaltung mit Offizieren der amerikanischen Marine am Tage nach der Invasion: „... they (the officers) did not like the bloody wind, which did not go down as the weatherman had predicted“. JACKSON (1978) zitiert einen Bericht auf Seite 180: „The bad weather resulted in the airborne forces being dropped over a larger area than had been intended, and the DD tanks (Duplex Drive amphibious Sherman tank) suffered badly, . . .“. Und auf Seite 181 Auszüge aus einem längeren Bericht von Eisenhower selbst am 8. Juni: „... On the front of the 50th British Division . . . unloading was interfered with by the rough weather“, und etwas später: „Throughout the front we have lost considerable numbers of smaller landing-craft, both because of rough weather and mines in the touch down areas . . .“

Wenn ich behaupte, daß die Vorhersage der ZWG vom vierten zum sechsten Juni gut war, muß ich wohl auch sagen, ob und wie ich das beweisen kann. Ich habe nie gehört oder gelesen, daß an diesem Tage irgend jemand an der nordwestfranzösischen Küste eine Anemographen unterhalten und das fragliche Anemogramm aufbewahrt hätte. Auch bei STAGG (1971) habe ich keine solche Bemerkung gefunden. Also bleiben nur die obigen Zitierungen, und wahrscheinlich noch einige mehr, die ich nicht gelesen habe, mit einer zwar nicht genauen, im ganzen aber glaubwürdigen Auskunft über das Wetter. Wenn das nicht genügt, kann man in diesem Falle auch ein nicht-meteorologisches Argument anführen: Wenn die ZWG irrtümlicherweise einen schweren Sturm vorhergesagt und damit eine vorübergehende Verringerung der andauernden Überwachung der Küste verursacht hätte, wären nach altem Brauch die verantwortlichen Meteorologen als Hauptschuldige erklärt worden. Die Tatsache, daß weder O. Schuster in Wolfschanze, noch Dr. Stöbe bei der Luftflotte 2 in Paris, noch Dr. Schwerdtfeger bei der ZWG getadelt und aus ihren Stellungen entfernt wurden, ist überzeugend. Jeder, der während der Kriegsjahre mit den höheren Stäben zu tun hatte, wird auch beobachtet haben, wie schnell ein bis gestern geschätzter, ab heute in Ungnade gefallener Mitarbeiter seinen Koffer packen mußte, und dann noch glücklich davongekommen war (s. WARLIMONT 1962). Ich kann dieses Argument noch verstärken mit der Bemerkung, daß ich fünf Monate später beauftragt wurde, eine Vorhersage besonderer Bedeutung auszuarbeiten, wie im folgenden Abschnitt beschrieben. Es kann kein

Zweifel bestehen, daß dies nicht geschehen wäre, wenn die ZWG-Vorhersage Anfang Juni ein Versager gewesen wäre.

#### Eine ungewöhnliche Vorhersage für das Gebiet der Ardennen, Dezember 1944

In der ersten Fassung, Ende Oktober, war der Auftrag von Wolfschanze via Kurfürst ein Unding, eine wahre 'Mission impossible': „Zwei Tage vor Beginn, im Monat Dezember, ist die Bildung einer geschlossenen Nebel- oder niedrigen Wolkendecke westlich des Rheins und nördlich 50° N vorherzusagen, die wenigstens fünf Tage erhalten bleibt.“ Obwohl darüber nichts gesagt wurde, war leicht zu erkennen, wofür solche Wetterbedingungen gebraucht werden könnten. Offenbar war ein Gegenangriff der deutschen Streitkräfte auf die durch Belgien nach Osten vordringenden Truppen der Alliierten geplant. Da der Luftraum über diesem Gebiet (wie über jedem anderen) nahezu völlig von den Gegnern beherrscht war, konnte irgendein Gegenangriff nur Erfolg haben, wenn die Wetterbedingungen den Einsatz der Air Force für Angriffe auf Bodenziele zu behindern und wenigsten zeitweise ganz auszuschalten vermochten.

Um ein einfaches Argument gegen eine 2 + 5tägige Prognose von Nebel und Wolken in einem großen und abwechslungsreichen Gebiet zu haben, untersuchten wir in den nächsten Tagen alle Dezember-Wetterkarten vergangener Jahre, die bei uns und beim Reichsamt für Wetterdienst zu finden waren. In erster Linie wollten wir feststellen, wie oft — oder selten — in dem fraglichen Gebiet solche andauernden Nebelwetterlagen überhaupt vorkommen. Ich weiß nicht mehr, wie viele Dezembermonate geprüft wurden, aber ich erinnere mich noch gut, daß wir keine fünftägige Andauer fanden, eine viertägige mit wenigen Beobachtungen, und ein paar dreitägige. Mit dieser Weisheit versuchte ich, den Chef Kurfürst zu überzeugen — ohne Erfolg. Dann machte ich einen letzten Versuch, indem ich — das einzige Mal in meinen 20 Monaten bei der ZWG — den Chef Wetterdienst Dr. Benkendorff um Hilfe bat. Er hatte gute Beziehungen zu General X in Wolfschanze, und nach zwei Tagen kam eine Antwort: „Absolutes Zeit-Minimum für die Vorhersage ist ein Tag im voraus und drei Tage Wetterbedingungen, die Luftangriffe auf Ziele am Boden unmöglich machen“. Vier Tage war natürlich immer noch zu viel.

In den folgenden Wochen arbeiteten wir intensiv mit den älteren Wetterkarten, um etwas mehr über Entwicklung und Andauer

von Nebel-Lagen in den Ardennen (größte Höhen um 700 m) und der Eifel zu lernen, sowie von niedrigen Wolkendecken im Flachland nördlich und westlich der Berge und Hügel. Man konnte zwar kaum erwarten, daß diese Art von „Forschung“ viel einbrächte, denn das größte Handikap war, daß es Meßwerte und Beobachtungen aus der freien Atmosphäre nur für Köln und andere weiter östlich gelegene Stationen gab. Daten aus dem Gelände in entgegengesetzter Richtung, wie wir sie noch vor fünf Monaten aus der Bretagne und anderen Teilen West-Frankreichs bekommen hatten, wären viel nützlicher gewesen. Aber es gab wenigstens noch ein paar Daten aus Spanien. Nüchtern betrachtet, jede zutreffende Vorhersage für mehr als 24 Stunden würde unter diesen Umständen vielmehr dem Zufall zu verdanken sein als irgend etwas Anderem. Und da sollten wir unglücklichen Propheten eine an sich schon seltene Wetterlage für 84 Stunden vorhersagen? Nein, es war immer noch eine Lotterie mit vielen tausend Losen und nur einem zweifelhaften Gewinn!

Vom 1. Dezember an unterrichtete ich jeden Tag einen Adjutanten des Befehlshabers in Kurfürst (das Ardennen-Projekt wurde in der täglichen Lage-Besprechung nicht erwähnt) und O. Schuster in Hitlers Hauptquartier (inzwischen von Ostpreußen nach Berlin verlegt). Jedesmal war die Mitteilung „noch nicht“, womit wohl leichtsinnigerweise angedeutet war, eine günstige Wetterlage würde noch kommen, bevor die Alliierten den Rhein erreichten. Und wirklich, sie kam. Am Abend des 14. Dezember hieß es: „Achtung, wahrscheinlich ja, Bestätigung morgen mittags“. Am nächsten Tage sah die Wetterlage recht vielversprechend aus: relativ warme und feuchte Luft, schwacher Wind (wahrscheinlich auch oberhalb der Reibungsschicht) über West-Europa, keine Kaltluft-Advektion aus Osten oder Nordosten. Das würde nach Scherhags Vorhersagekarte auch für den 16. gelten, und vielleicht sogar noch für den 17.; aber keiner der Synoptiker war bereit, etwas für den dritten Tag zu sagen. Trotzdem mußte auch das letzte Drittel des Minimum-Zeitraums erwähnt werden. Verweigerung bei der von Tag zu Tag mehr gezeigten Stimmung aller höheren Vorgesetzten, die das Unglück mit Riesenschritten näher kommen sahen, hätte nur noch mehr Schwierigkeiten gebracht. Also schrieb ich einfach einen Tag mehr in unser Resultat und gab es telephonisch den beiden Kunden: „Für den 16. bis 18. Dezember, Ardennen und Umgebung, Nebel in den höheren Lagen, Nebel oder niedrige Wolken mit schlechter Bodensicht im tieferen Gelände.

Vorwiegend schwache Bodenwinde, W.S., ORR, ZWG.“

Erstaunliche Dinge gibt es in der Natur, nicht nur Tornados, Fata Morganas und Büsserschnee, sondern auch mehrtägige Wettervorhersagen, die eintreffen. Die drei Tage der Prognose kamen und verliefen genau wie sie sollten. Auch der vierte Tag begann noch mit Nebel, soweit die spärlichen Meldungen aus dem Kampfgebiet bis zu Kurfürst durchkamen. Selbst der fünfte Tag brachte noch schlechte Sicht und starke Bewölkung, wahrscheinlich mit zunehmendem Wind. Im Kapitel „The Battle of the Ardennes“ seines Buches „Eclipse“ sagt der britische Schriftsteller A. MOORELAND: „After five days of fog which had grounded most aircraft, the weather suddenly broke clear, cold and sunny“ (S. 227). Bei den Kurfürst-Lagebesprechungen bekam ich freundliche Worte zu hören, und Schuster berichtete über ähnliche Anerkennungen. Seltsamerweise dachte niemand daran, daß die Vorhersage sich auf drei Tage beschränkt hatte.

Es ist bekannt, daß mit der Besserung des Wetters über den Ardennen und Umgebung nach dem 20. Dezember die Lage der deutschen Truppen sich verschlechterte; die Übermacht des Gegners in der Luft war zu groß, und das endgültige Disaster kam näher. Um so erstaunlicher war es, daß noch im Januar 1945 in Kurfürst überflüssige Verwaltungsarbeit fortgesetzt wurde, als ob außerhalb des Wildpark-Waldes nichts Bedeutendes geschehe. Ich erwähne das hier nur, weil die Berichte aus dem Ardennen-Kampfgebiet unregelmäßig und gering an Zahl waren, soweit ich damals feststellen konnte, so daß wiederum ein nicht-meteorologischer Vorgang als Beweis für die Korrektheit der Prognose dienen mag: In der dritten Woche des Januar 1945 wurden Chef Wetterdienst und ich zu einem Sitzungsraum des Kurfürst-Oberbefehlshaber gerufen; auch O. Schuster war rasch hergesandt worden, und mehrere Offiziere mußten als Zuschauer dabeistehen. Mit wenigen Worten anerkannte der General die Arbeit der ZWG, besonders anlässlich der Ardennen-Vorhersage. Er erklärte dann, daß ich zum Direktor im Reichswetterdienst befördert sei, und Schuster zum Oberregierungsrat.

#### Das Ende der ZWG

Selbst in den letzten Monaten des Krieges war die ZWG und ihr Personal mehrmals vom Zufall begünstigt. Es waren nur wenige kleinere Einheiten, die noch kurz vor Tor-schluß den Befehl erhielten, den Berliner Bereich zu verlassen. Zu unseren Erstaunen war

die ZWG eine dieser Gruppen, weil alle noch existierenden Wetterstellen via Radio mit Wetterberichten und Vorhersagen versorgt werden sollten, solange noch irgendwo Kämpfe im Gange waren. Dafür wurden Berlin und Umgebung von Tag zu Tag weniger geeignet. So kam es, daß wir in der zweiten Februar-Woche angewiesen wurden, die ZWG mit allem nötigen Material für eine Verlegung zum Flugplatz Neubiberg, südöstlich von München, vorzubereiten. Da der Umzug nach, und Wiederaufbau in Neubiberg mindestens eine Woche dauern würde, wurde sofort etwa ein Viertel des Personals und Materials unter der Führung von Richard Scherhag nach Quickborn bei Hamburg verlegt, wo, wie in Neubiberg, gute Sendeanlagen noch zur Verfügung standen.

Der Extrazug für den Hauptteil der ZWG einschließlich der Nachrichten-Abteilung und für Chef Wetterdienst, bestehend aus drei Personenwagen und 14 Frachtwagen, verließ Wildpark am 24. Februar 1945. Die Hauptrichtung war Süden, aber es gab viele Umwege, Wechsel der geplanten Linie, langes Warten, bis von Bomben beschädigte Gleise wieder brauchbar wurden. Am 2. März erreichten wir den Flugplatz Neubiberg. Es gab eine Menge Platz für uns, Arbeitsräume und Unterkunft, denn in den letzten zwei Kriegsjahren waren kasernen-ähnliche Gebäude nahe einem Flugplatz beliebte Ziele der gegnerischen Air Force, auch wenn nur wenige getarnte Flugzeuge zu erkennen waren. Nichtsdestoweniger, im März und April 1945 erlebte Neubiberg nicht einen richtigen Luftangriff, ganz im Gegensatz zu den anderen beiden großen Plätzen Riem und Schleißheim. Viele Monate später erfuhr ich von Wetter-Offizieren der amerikanischen Armee, daß ihre und die britischen Bomben-Geschwader angewiesen waren, Neubiberg auszulassen, damit bei Kriegsende wenigstens ein Platz nahe München sogleich verfügbar war.

Nach wenigen Tagen war die ZWG wieder tätig, aber es gab Kurfürst nicht mehr, keine Lagebesprechungen, und immer weniger Wettermeldungen und Vorhersage-Empfänger. Die Sorgen um die Zukunft stand auf vielen Gesichtern geschrieben. Dies war besonders bei den Nachrichten-Helferinnen bemerkbar, die noch bei uns waren. Einige waren schon von Kurfürst aus entlassen worden, andere wurden mit Scherhags Gruppe nach Quickborn gesandt.

Meine Beziehungen zum Stabe des Chef Wetterdienst, abgesehen vom immer hilfsbereiten Nachrichten-Spezialisten, waren mit der Zeit etwas rostig geworden, und ver-

schlechterten sich noch an einem sonnigen Frühlingstag. Der Flugplatz-Kommandant hatte für diesen Tag eine einstündige Gasmasken-Gebrauchsübung angeordnet, was offenbar zwei- oder dreimal jährlich seit 1939 zu seinen Pflichten gehörte. Gesunder Menschenverstand hätte ihm wohl sagen können, daß ein Gasangriff seit 1918 nicht mehr verwirklicht und somit auch jetzt, wenige Wochen vor Schluß, nicht mehr zu erwarten war; aber preußische Ordnung herrschte auf diesem bayerischen Platz. Glücklicherweise erinnerte ich mich noch aus meiner Wettererkundungsfliegerzeit an eine allgemeine Vorschrift für Luftwaffen-Einheiten, daß „einfallende Verbände“ nicht verpflichtet sind an militärischen Übungen teilzunehmen, die vom Flugplatzkommandanten für sein Personal angeordnet werden. So kam es, daß Chef Wetterdienst selbst und alle seine Mitarbeiter, von einer scheußlichen Maske entsetzt, von elf bis zwölf Uhr fleißig an ihren Schreibtischen im Erdgeschoß des Gebäudes saßen, während draußen im Sonnenschein erst ein paar, und dann mehrere Nachrichten-Helferinnen und andere nicht im Dienst festgehaltene ZWG-Angehörige umherliefen, um möglichst einen raschen Blick auf die „Gasmenschen“ zu werfen. Seit ich bei der ZWG war, hatte ich nicht so viele fröhliche Gesichter beisammen gesehen.

Chef Wetterdienst und Stab verließen Neuburg eine Woche später, nachdem eine angemessene Unterkunft im äußersten Südosten Bayerns gefunden war. Die letzten Anweisungen, die ich erhielt, waren 1) daß ZWG zwei kleinere, motorisierte Wetterdienst-Einheiten übernehmen sollte, die vor wenigen Tagen in Neuburg eingetroffen waren, und 2) daß der telephonische Kontakt mit Kurfürst so lange wie möglich aufrecht erhalten werden sollte. 1) mußte ich befolgen, obwohl wir keinerlei Beschäftigung für diese Leute hatten, und 2) war schon lange von Kurfürst angeordnet. Da ich annehmen mußte, keine weiteren Vorschriften zu empfangen, hielt ich es für meine Pflicht zu planen, was zu tun sei, wenn die amerikanischen Truppen in München einrückten. Niemand hatte mich jemals unterrichtet, wie der Chef einer nicht auf Kampf ausgerüsteten Einheit sich bei Ende eines verlorenen Krieges verhalten sollte. Soweit voraussehen, gab es drei verschiedene Probleme, die ich mit zwei Kollegen und zwei Technikern, die im südlichen Bayern zuhause waren, besprach: 1) Wie war es zu erreichen, daß die Nachrichten-Helferinnen nicht in Kriegsgefangenschaft gerieten? 2) Wie war es möglich, die Wetterkarten und andere meteorologische Aufzeichnungen der

Kriegsjahre vor Zerstörung zu bewahren? und 3) Was sollte mit den Männern gemacht werden, von denen die meisten weder trainiert noch willig waren, an den unabänderlichen letzten zwei oder drei Kriegstagen aktiv an Kämpfen teilzunehmen? Am Ende war ich überzeugt, daß wir vernünftige Maßnahmen geplant hatten, wenn auch niemand vorsehen konnte, wieviel davon sich verwirklichen ließe.

Frühmorgens am 29. April hörte man vom nördlichen oder nordwestlichen Rande der Stadt, daß die Amerikaner nahe waren. Daraufhin wurden die 30 Helferinnen, die noch in Neuburg und über unseren Plan unterrichtet waren, zusammengerufen, alle in ziviler Kleidung, fertig zum Aufbruch. Unter der Führung von zwei uniformierten Bayern und mit Hilfe eines alten Lastwagens für das Handgepäck startete die ganze Gruppe, die meisten zu Fuß, ein paar auf Fahrrädern, nach Süden. Der Plan war, die größeren Fahrstraßen zu vermeiden und an Bauernhöfen oder Siedlungen halt zu machen, damit die beiden uniformierten Führer den Bewohnern die Situation erklären konnten, mit der Aufforderung, eine oder mehrere Helferinnen für die nächsten Tage oder Wochen aufzunehmen. Der Gedanke, auf diese Weise der gefürchteten Kriegsgefangenschaft auszuweichen, fand fast überall freundliches Verständnis, und der Erfolg der ganzen Unternehmung übertraf unsere Erwartungen bei weitem. Noch vor Sonnenuntergang waren alle Mädchen untergebracht. Das erfuhr ich zwar erst viel später, als ich Leiter des zivilen Wetterdienstes in München war.

Unser zweiter Wunsch, die täglichen Wetterkarten und andere Produkte der Arbeit der ZWG der vergangenen sechs Jahre vor der Vernichtung zu retten, erwies sich als unerfüllbar. Mit der Anerkennung aller Kollegen hatte Hermann Flohn sich bereit erklärt im Dienstgebäude zu bleiben, wenn die Amerikaner in Neuburg einrückten. Der Gedanke war, sobald wie möglich einen Offizier darauf aufmerksam zu machen, daß in diesem Gebäude eine große Menge ungefährlicher, aber wissenschaftlich wertvoller Papiere etc. liege. Unglücklicherweise erschien kein Offizier mit Verständnis für solche Dinge. Als ein Jahr später H. Flohn mir davon erzählte, war das Malheur als solches schon bekannt. Angehörige eines Mitarbeiters im Wetterdienst München hatten beim Einkaufen in einem kleineren Ort südwestlich von München ihre Ware in einem ungewöhnlich großen und festen Papier eingewickelt erhalten. Bei näherer Betrachtung erkannte man eine halbe Bodenwetterkarte der ZWG aus dem Jahr 1944. Wir versuchten dann alles Mögliche,

um wenigstens ZWG-Wetterkarten ausfindig zu machen, aber wir hatten kein Glück.

Es war geplant, wenigstens in den ersten Tagen der Invasion und Besetzung des südöstlichen Bayern ungesehen in einem Waldgebiet zu verbleiben, das von den größeren Landstraßen entfernt und für amerikanische motorisierte Truppen kein Anziehungspunkt war. Zwei unserer Bayern, „Wandervogel“ in ihrer Jugend, hatten einen ausgezeichneten Platz für uns erkundet, nicht mehr als 30 Kilometer südsüdöstlich von München. Dort findet sich etwas höher gelegenes Land, im Westen, Norden und Nordosten von der übrigen Welt abgeschlossen durch das tief eingeschnittene Tal der Mangfall, eines kleinen, aber im Frühjahr und nach Starkregen reißenden Flusses, der bei Rosenheim in den Inn mündet. Auf der durch den Fluß gebildeten „Halbinsel“ stehen Bauernhöfe ziemlich weit von einander getrennt, aber mit dem gemeinsamen Namen Sonderdilling. Die teilweise sehr steilen Abhänge hinab zum Fluß und der Talboden selbst waren stark bewaldet. Die von Holzkirchen nach Ostnordosten führende Straße verschlechterte sich mit Annäherung an das Mangfall-Tal, und der folgende Anstieg war für jedes Fahrzeug schwierig. Immerhin, unsere zwei besseren Lastwagen, ein Radio-Wagen, ausgerüstet mit allem nötigen Funkgerät und ein anderer mit unserem ganzen wertvollen Proviant, schafften es gerade noch. Zwei alte, omnibusartige Wagen, vor kurzem von der ZWG übernommene Reste einer motorisierten Wetterdienststelle, mußten auf der Autobahn südostwärts über die hohe Mangfall-Brücke fahren, um von Süden her nach Sonderdilling zu gelangen. Einen Tag später wäre das nicht mehr möglich gewesen. Bevor die amerikanischen Truppen sie benutzen konnten, hatten Sprengladungen Teile der Bogenbrücke in Trümmer verwandelt. Als alle Männer und alle vier Fahrzeuge beisammen waren, mußte ein Entschluß gefaßt werden, was geschehen sollte. Die Fahrzeuge wurden nicht mehr gebraucht, konnten aber als ungewünschtes Ziel für amerikanische Jagdflieger sowohl dem nächsten Bauernhof als auch uns selbst gefährlich werden. Also befahl ich jedem der vier Fahrer, sein Vehikel über eine abschüssige Wiese etwa 500 m weit bis an den Rand des dichten Waldes westlich des letzten Bauernhofes hineinzufahren. Die Ausführung dieses ungewöhnlichen Befehls wurde zu einem grotesken Spektakel. Die vier Fahrer freuten sich wie ausgelassene Buben, noch einmal ihre Fahrkünste zeigen zu können. Aber andere Zuschauer blieben ernst. Die vier Wracks waren das Grabmal der ZWG.

Am 2. und 3. Mai hörten wir fortgesetzt die Motoren schwerer amerikanischer Fahrzeuge auf ihrem Wege südostwärts; keines würdige Sonderdilatation eines Besuchs. Es folgten ruhige Tage in der schönen oberbayerischen Landschaft. Wir hatten Schlafstellen in unseren Vehikeln und in den Scheunen der beiden nächstliegenden Höfe, Lebensmittel für etwa zwei Wochen, und ein paar unserer Leute erwiderten die zunehmende Freundlichkeit unserer unfreiwilligen Gastgeber mit freiwilliger Hilfsarbeit. So weit ging es uns gut, aber es gab keine Urlaubsstimmung. Was lag in der Zukunft? Jeden Tag verbrachten wir viele Stunden am Radio-Empfänger. Schließlich, am 8. Mai, kamen die Endnachrichten. Daraufhin gab ich für alle die Anweisung, sich am nächsten Morgen auf der Wiese über den vier Wracks einzufin-

den. Es war ein schöner Frühlingstag. Ich begann mit der Mitteilung der drei letzten offiziellen ZWG-Maßnahmen, die *Dr. Wiegand* und Oberinspektor *Burkhard* in den letzten Tagen in meinem Auftrag ausgearbeitet hatten: 1. Jeder erhält eine Bescheinigung mit Unterschrift und Siegel, die die ehrenhafte Entlassung des . . . bestätigt. 2. Jeder erhält einen gerechten Anteil an den noch übrig gebliebenen Lebensmitteln. 3. Jeder erhält aus der Kasse der ZWG eine Drei-Monate-Vorauszahlung seines Gehalts oder Solds (Mai bis Juli). Dann kam das Schlußwort, das mir nicht leicht fiel: „Meinen Dank an alle für ihre treue Mitarbeit. Hiermit ist die Zentrale Wetterdienstgruppe aufgelöst. Jeder von Ihnen ist jetzt sein eigener Herr. Ich wünsche allen eine gute Heimkehr!“

## Literatur

- BUTCHER, R. C.: My three years with Eisenhower, diary 1942—45. New York: Simon and Schuster 1946. 912 S.
- HASTINGS, M.: Overlord: D-Day and the battle for Normandy. New York: Simon and Schuster 1984. 368 S.
- JACKSON, W. G. F.: Overlord, Normandy 1944. London: Davis-Pointner 1978. 250 S.
- MOORELAND, A.: Eclipse. London: Hamish Hamilton Ltd. 1967. 304 S.
- STAGG, J. N.: Forecast for Overlord. New York: Norton & Co. 1971. 128 S.
- WARLIMONT, W.: Im Hauptquartier der deutschen Wehrmacht 1939—45. Frankfurt: Bernhard & Graefe Verlag 1962. (Engl. Übersetzung 1965.) 568 S.

## Buchbesprechungen

(Die nicht gezeichneten Besprechungen stammen von der Hauptschriftleitung)

PRANDTL, L.; K. OSWATITSCH u. K. WIEGHARDT: Führer durch die Strömungslehre. Unter Mitarbeit v. W. DETNERING, D. KÜCHEMANN, H. LUDWIG, J. DOTTA, W. SCHNEIDER u. F. WIPPERMANN. 8. vollst. überarb. Aufl. Braunschweig, Wiesbaden: Vieweg 1984. XIV, 622 S. DM 98,— ISBN 3-528-18209-5

Seit mehr als 50 Jahren bietet das ursprünglich von L. Prandtl (1953) verfaßte Lehrbuch (Abriß der Strömungslehre) einen verlässlichen Einstieg in die vielfältigen Probleme der Gas- und Flüssigkeitsströmungen. Auch die 8., vollständig überarbeitete Auflage bewahrt trotz der notwendigen Stoffvermehrung den Charakter eines Lehrbuchs, in dem die jeweils für ein Strömungsproblem wichtigen physikalischen Vorgänge und Begriffe eingehend erläutert und die weitere mathematische Behandlung bis hin zu den experimentellen Erfahrungen angedeutet werden.

Für den Meteorologen sind in dieser Neuaufgabe das Kap. 6 (Strömungen mit mehreren Phasen), besonders aber das von F. Wippermann vollkommen neu gestaltete Kap. 8 (Strömungen in der Atmosphäre, S. 519—567) von Interesse. Im letzteren werden die strömungsmechanischen Grundlagen der Meteorologie und die atmosphärischen Strömungsvorgänge im Macro-, Meso- und Micro-Scale systematisch und klar dargestellt.

Die ursprüngliche Zielsetzung des Buches, die Strömungslehre auch Fachleuten verwandter Disziplinen anschaulich nahezubringen, wird in der 8. Auflage erneut bestätigt.

### KOMMISSION DER EUROPÄISCHEN GEMEINSCHAFTEN:

Atlas über die Sonnenstrahlung Europas. Bd. 1: Globalstrahlung auf die horizontale Empfangsebene. 2. verb. u. erw. Aufl., hrsg. v. W. PALZ, bearb. v. F. KASTEN, A. J. GOLCHERT, R. DOGNIAUX u. M. LEMOINE; Bd. 2: Global- und Diffusstrahlung auf vertikale und geneigte Oberflächen, hrsg. v. W. PALZ, zugest. v. J. K. PAGE, R. J. FLYNN, R. DOGNIAUX u. D. PREUVENEERS. Köln: Verlag TÜV Rheinland 1984. Bd. I: 300 S. Text, Tab., Kt.; Bd. II: 328 S. Text, Tab., Kt. DM 120,—

Die 2. verbesserte und erweiterte Auflage von Band I enthält 26 Karten, je 13 für West- und Mitteleuropa bzw. den östlichen Mittelmeerraum, auf denen die Monats- und Jahresmittel der täglichen Globalstrahlung ( $\text{kWhm}^{-2}$ ) dargestellt sind. Als Grundlage dienen die Daten von insgesamt 340 nationalen Meßstationen, und zwar die Zehnjahresmittel der Periode 1966—1975. Gegenüber der 1. Auflage (1979) ist nicht nur die beträchtliche geographische Erweiterung der Karten hervorzuheben, sondern auch die Einbeziehung zahlreicher Sonnenscheindauer-Daten zur Berechnung der Globalstrahlung auf die horizontale Empfangsebene. Die einzelnen Karten werden erläutert und interpretiert. Außerdem werden die Daten gesondert in Tabellenform wiedergegeben und auch statistisch ausgewertet (u. a. Diagramme des mittleren Jahresganges und Häufigkeitsverteilungen der Globalstrahlung).

Im Band II werden erstmals umfangreiche und detaillierte Datensätze über die Globalstrahlung an geeigneten Flächen im europäischen Raum vorgestellt, die aus den im Band I veröffentlichten Daten für 102 Stationen berechnet wurden. Der Atlasteil enthält 78 Karten der Globalstrahlung, jeweils 13 (12 Monate, Jahr) für 6 spezifische Neigungen der Referenzebene (vertikal O/W, SO/W, S und 60° bzw. 30° Neigung nach S). Im Tabellenteil sind zusätzlich Daten über die Diffusstrahlung bei wolkenlosem Himmel enthalten, außerdem Werte über die durch vertikale Glasscheiben unterschiedlicher Orientierung dringende Globalstrahlung.

Obwohl sich die Daten nur auf eine 10jährige Periode beziehen und im meso- bzw. mikroklimatischen Bereich bedingt zu verwenden sind, stellen beide Bände vor allem für Planer und Anwender von Sonnenenergieanlagen eine wertvolle Grundlage dar. Das Atlaswerk kann aber auch anderen Wirtschaftszweigen und der allgemeinen Klimatologie gute Dienste leisten.

LILJEQUIST, G. H. u. K. CEHAK: Allgemeine Meteorologie. 3. überarb. u. erw. Aufl. d. dt. Ausg. Braunschweig, Wiesbaden: Vieweg 1984. X, 396 S., mit 359 Bildern, 24 Tab., 3 Kt. u. 30 Photos i. Anh. DM 136,—

Die 3. deutsche Auflage dieses bekannten und geschätzten Lehrbuches enthält — unter Wahrung seines einführenden Charakters — einige Ergänzungen und Erweiterungen, z.B. den neuen Wetterschlüssel, Fortschritte auf dem Gebiet der numerischen Wettervorhersage und der Satellitenmeteorologie sowie neuere Forschungsergebnisse der Klimatologie (anthropogene Klimabeeinflussung, Kli-

mamodelle). Das Verzeichnis der weiterführenden Literatur reicht bis zum Erscheinungsjahr 1983.

HÄCKEL, H.: Meteorologie. Stuttgart: Ulmer 1985. 382 S. m. 140 Abb. u. 25 Tab. DM 34,80. (UTB 1338)

Die Tatsache, daß der Verfasser zusammen mit J. van EIMERN ein Lehrbuch für Agrarmeteorologie (4. Aufl. 1984) geschrieben hat, erklärt die starke Berücksichtigung der angewandten Meteorologie und Klimatologie auch in seinem neuen Buch. Es will einen breiten Leserkreis ansprechen, was neben allgemeinverständlicher Darstellung durch praxisbezogene Erläuterungen komplizierter Sachverhalte erreicht wird. Mathematische Formeln sind deshalb auch nur im notwendigen Umfang enthalten. Die bildlichen Darstellungen sind klar, teilweise auch neuartig. Im logischen Aufbau des Buches könnte man bei den ersten 4 Kapiteln (Atmosphäre — Wasser — Strahlung — Energiehaushalt der Erdoberfläche) anderer Meinung wie der Verfasser sein. Die Kap. 5 bis 8 beschäftigen sich mit dem Wind, der Dynamik der Atmo-

sphäre (einschl. Wettervorhersage), dem Klima und der Messung meteorologischer Größen. Ein relativ breiter Raum wird vor allem dem Gelände-, Mikro- und Pflanzenklima eingeräumt. An vielen Stellen finden sich Angaben über vertiefende oder weiterführende Literatur, so daß das Buch auch in dieser Hinsicht seinen Zweck erfüllt.

MALBERG, H.: Meteorologie und Klimatologie. Eine Einführung. Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo: Springer-Verlag 1985. IX, 299 S.  
ISBN 3-540-13788-2. DM 98,—

Wenn ein Lehrbuch sich das Ziel setzt, zwei selbständige Disziplinen wie die Meteorologie und die Klimatologie in einem Band darzustellen, so kann dies nur in einer gedrängten Darstellungsform geschehen. Das Buch von Prof. Malberg (FU Berlin, Meteorologisches Institut) hat durchweg einführenden Charakter und bietet besonders für Studenten, Lehrer und interessierte Laien einen guten Einstieg in die weiterführende, stark spezialisierte Fachliteratur. Die behandelten Sachgebiete werden — ausgehend von den

physikalischen Grundlagen — knapp, in Text und Bild verständlich und anschaulich dargestellt. Auf grundlegende mathematisch-physikalische Formeln und Gleichungen wird nicht verzichtet, so daß schon rein optisch die Meteorologie und Klimatologie (wegen der gemeinsamen physikalischen Grundlagen) als Physik der Atmosphäre in Erscheinung tritt.

Die Hauptkapitel behandeln folgende Themen: Atmosphäre — Strahlung — Luftbewegung — Wolken und Niederschlag, Luftmassen und Fronten — Zyklonen und Antizyklone — Wetter- und Klimabeobachtung — Wettervorhersage — Allgemeine atmosphärische Zirkulation — Klima und Klimaklassifikation, Klimaschwankungen, Klimaänderungen — Kleinräumige Windsysteme — Stadtklima — Anthropogene Luftverunreinigungen — Wetterbeeinflussung. Moderne Beobachtungsmethoden und Forschungsergebnisse werden ihrer Bedeutung entsprechend berücksichtigt. Die Darstellung von Beobachtungsergebnissen basiert zu einem großen Teil auf dem Datensatz des Berliner Instituts.

---

## Habilitationen, Promotionen und Diplom-Hauptprüfungen an den Universitäten der Bundesrepublik Deutschland und West-Berlins im Jahre 1984

---

---

### Freie Universität Berlin

---

#### Diplom-Hauptprüfungen

HARTMANN, J.: Die Bestimmung der Stoffproduktion landwirtschaftlicher Nutzpflanzenbestände mit Hilfe mikrometeorologischer Verfahren.

KOUKER, W.: Eine theoretische und numerische Untersuchung der Ausbreitung planetarischer Wellen.

MIOGA, J.: Visuelle und optische Wolkenbeobachtungen in den Tropen, dargestellt an der Zirkulation über Neuguinea.

---

### Universität Bonn

---

#### Promotion

HACKER-THOMAE, S.: Ein eindimensionales numerisches Modell zur Nebelvorhersage.

#### Diplom-Hauptprüfung

KERKMANN, J.: Untersuchung zum Fehler der statistischen Interpolation im eindimensionalen Fall.

---

### Technische Hochschule Darmstadt

---

#### Promotion

GROSS, G.: Eine Erklärung des Phänomens Maloja-Schlange mittels numerischer Simulation.

#### Diplom-Hauptprüfungen

ASMUS, J.: Entwicklung von Styropor Windfahnen zur photographischen Bestimmung von Windrichtung und Neigungswinkel.

BUNDENTHAL, T.: Anwendung von empirischen Orthogonalfunktionen auf Bodenluftdruckfelder und 500-mb-Fläche über Mitteleuropa.

FRIEDRICH, A.: Ortsbezogene Niederschlagsvorhersage mit Hilfe statistisch-numerischer Interpretationsverfahren.

KNAPS, A.: Entwicklung eines Sky-Scanners zur Messung der Globalstrahlung für beliebig orientierte Empfängerfläche.

KOHLER, M.: Versuch einer empirischen Korrektur numerischer Fehler bei der Integration der turbulenten Transportgleichung durch Vergleich mit der Gauß-Lösung.

LÜPKES, C.: Ein Interpolations- und Extrapolationsverfahren zur Bestimmung der vertikalen Temperaturprofile in der atmosphärischen Grenzschicht.

SCHATTSCHEIDER, K.: Untersuchung zur Ermittlung der Schadstoffkonzentration durch Berechnung eines Trajektorienkollektivs.

SCHLEDT, W.: Numerische Simulation von mesoskaligen Strömungen mit einem Einflächennmodell.

SCHULTIS, M.: Meteorologische Instrumente und Instrumentenpraktikum.

---

**Universität Frankfurt am Main**

---

*Promotionen*

BINGEMER, H.: Dimethylsulfid in Ozean und mariner Atmosphäre — experimentelle Untersuchung einer natürlichen Schwefelquelle für die Atmosphäre.

NEUBER, E.: Untersuchungen zur Oxidantienbildung in der verunreinigten Troposphäre.

ROHBOCK, E.: Der atmosphärische Eintrag von Schwermetallen über trockene und feuchte Deposition.

STEIN, D.: Untersuchung über die Aktivität atmosphärischer Gefrierkerne in Abhängigkeit von Feuchte und Temperatur.

WACKER, U.: Modelluntersuchungen zur Kondensation und Spurengasabsorption für stationäre und instationäre Tropfenspektren.

*Diplom-Hauptprüfungen*

ALBRECHT, M.: Untersuchung der Zusammenhänge zwischen Nebelhäufigkeit und geostrophischem Wind, aufgezeigt an den Stationen Kassel, Braunschweig, Münster und Bremen.

BÜRGERMEISTER, St.: Gaschromatische Messung von Bodenemissionen und atmosphärischen Konzentrationen des Dimethylsulfids.

CIOMPA, R.: Messungen aromatischer Kohlenwasserstoffe.

THORN, K.: Untersuchung der horizontalen und zeitlichen Verteilung der Immissionskonzentration von Chlorwasserstoff und partikelgebundenem Chlorid in Frankfurt/Main und seiner Umgebung unter Berücksichtigung meteorologischer Einflußgrößen.

---

**Universität Freiburg**

---

*Promotion*

MERKEL, H.: Über den Witterungseinfluß auf die Jahrringstruktur der gemeinen Kiefer, ein Beitrag zur Dendroklimatologie der Nadelhölzer.

---

**Universität Göttingen**

---

*Diplom-Hauptprüfung*

GESKE, H.: Die Temperatur der Luft

und der Baumoberflächen in einem Buchenbestand während verschiedener phänologischer Entwicklungsphasen.

---

**Universität Hamburg**

---

*Habilitation*

STORCH, H. v.: Über die Verifikation atmosphärischer Zirkulationsexperimente.

*Promotionen*

CLAUSSEN, M.: Ein Modell zur Beschreibung der Turbulenzspektren in der bodennahen Grenzschicht der Atmosphäre.

CUBASCH, U.: Der Effekt einer Meeresoberflächentemperaturanomalie auf die allgemeine Zirkulation, simuliert mit dem globalen Modell des EZMW's.

LEHNER, S.: The use of SAR for large scale wind measurements over the ocean.

REHKOPF, J.: Ein zweidimensionales globales Ausbreitungsmodell für Aerosole und Schwefelkomponenten.

*Diplom-Hauptprüfungen*

ANSMANN, A.: Fehleranalyse der Differential-Absorption-Lidartechnik zur Ermittlung des troposphärischen Wasserdampfes anhand von Modellsimulationen.

BAUMGART, J.: Solare Strahlungsübertragung in der Venusatmosphäre.

BECKER, P.: Satellitenbeobachtungen und Modellrechnungen zur Ausbreitung mesoskaliger Schwerewellen.

FEIST, W.: Die kinetische Energie der vertikal gemittelten Strömung und der vertikalen Scherströmung.

KIRTZEL, H.-J.: Experimentelle Überprüfung der Theorie über die Schallstreuung in der freien Atmosphäre.

KRELL, U.: Untersuchung einer winterlichen Smogsituation mit Hilfe eines modifizierten Gaußmodells.

LUKSCH, U.: Zweiseitige Frequenz-Wellenzahl-Spektren. Interpretation und Anwendung für meteorologische Raum-Zeit-Reihen.

PAMPERIN, H.: Entstehung geschlossener Zellen als strahlungsgetriebene konvektive Instabilität einer stationären Grenzschicht mit Schichtwolken als oberer Berandung.

SCHRÖDER, F.: Das Ausbreitungsmodell in der Technischen Anleitung zur Reinhaltung der Luft '83: Programmierung, Anwendung und Bewertung.

---

**Universität Hannover**

---

*Diplom-Hauptprüfungen*

DAVID, F.: Zu Auswirkungen der Topographie auf die Grenzschichtströmungen in Norddeutschland.

GERLACH, U.: Albedo von Land- und Ozeanoberflächen: Heute und 18000 B.P.

HOYER, H.: Das Strömungsfeld an einem Hügel im Mittelgebirge (Dahlberg, Sauerland).

KLINDER-GÜNTHER, A.: Lufttemperatur im Solling — Vergleich von Thermohygrographenregistrierungen (1968—72) in Buchen- und Fichtenbestand sowie einer Goldhaferwiese.

MÜLLER, D.: Untersuchung der dynamischen Bedingungen zur Wolkenstraßenbildung über Norddeutschland mit Hilfe aerologischer Routinemessungen.

PREUSS, J.: Anwendung der Potentialströmungstheorie auf Schadstofftrajektorien in komplexem Gelände.

RAASCH, S.: Numerische Simulation der Struktur und Entwicklung horizontaler Wirbelrollen in der atmosphärischen Grenzschicht.

SCHMIDT, R.: Die Überströmung eines Hügels, der sich in einem nicht ebenen Gelände befindet, simuliert in einem Windkanal.

SCHOLZ, K.-D.: Die Bestimmung von Reflexionsfaktoren aus Multispektralscannerdaten mit Hilfe von Modellannahmen.

WACHS, P.: Ein einfacher Ansatz zur Approximation der Häufigkeitsverteilung der Windgeschwindigkeit.

WAMSER, M.: Simulation von Ausbreitungsvorgängen in der Atmosphäre mit Hilfe eines Monte-Carlo-Modells.

---

**Universität (TH) Karlsruhe**

---

*Diplom-Hauptprüfungen*

- HELDT, K.: Räumliche und zeitliche Struktur von Kaltluftabflüssen am Rheintalrand bei Karlsruhe.
- KETTERER, M.: Struktur von Turbulenzwirbeln, die einen Beitrag zum Impulstransport liefern.
- LAUDENBACH, I.: Numerische Simulation von ausgewählten Strömungszuständen (MESOKLIP) im Oberrheingraben.
- ZIMMER, J.: Untersuchung des Windfeldes im Bereich des Kaiserstuhls und Vergleich mit der Theorie von Jackson und Hunt.

---

**Universität Kiel**

---

*Promotion*

- SINN, M.: Berechnung der solaren Bestrahlung einer Kugel sowie des menschlichen Körpers aus Werten der Global- und Himmelsstrahlung.

*Diplom-Hauptprüfungen*

- BUMKE, K.: Berechnung der lokalen planetaren Albedo und der Erwärmungsraten für eine vorgegebene Wolken- und Aerosolteilchenverteilung im solaren Spektralbereich.
- FALKE, J.-A.: Der Einfluß großer Bewässerungsgebiete auf Klimagrößen in Israel.
- HECK, K.-D.: Propelleranemometer.
- JÜRGENSEN, A.: Bestimmung des Wasserdampfgehaltes der Atmosphäre über dem Ozean aus Satellitendaten.
- KAMPS, A.: Zur Bestimmung der Wärmebilanz der Kieler Bucht anhand des Datensatzes „Kieler Bucht“ 1980.
- LAUENSTEIN, M.: Mie-Theorie für Teilchen mit Schalenstruktur.
- MEYER, W.: Die Korrektur des Atmosphäreneinflusses bei Messung der Oberflächentemperatur vom Satelliten.
- OELSEN, F.-S.: Fernerkundung von Wolken über dem Ozean bei Nacht mit dem AVHRR des NOAA — 7.
- RIECHERS, M.: Charakterisierung von Zirkulationslagen im 500-hPa-Niveau über dem atlantisch-europäischen Raum.

- WEGNER, J.: Die Wärmebilanz im Watt.

- WERRMANN, N.: Analyse der horizontalen Änderungen des Bodenwindes im Küstenbereich der Kieler Bucht.

---

**Universität Köln**

---

*Promotionen*

- DÜMENIL, L.: Anwendung eines Turbulenzschließungsmodells auf die Parametrisierung der Vertikaldiffusion von Wärme, Impuls und Feuchte im EZMW-Modell.
- FRENZEN, G.: Kinetische Energie und Vorticity von Lee-Zyklonen.

- MASSMEIER, K. C.: Wärmeübergänge an atmosphärischen Grenzflächen mit natürlicher und erzwungener Thermoregulation.

- MAXERATH, G.: Ein zweidimensionales Modell mit detaillierter Behandlung der Mikrophysik des Wolkenwassers.

- PANITZ, H. J.: Einfluß der bodennahen Windschubspannung über dem äquatorialen Atlantik auf den äquatorialen Auftrieb und den Auftrieb im Golf von Guinea während FGGE 1979.

*Diplom-Hauptprüfungen*

- DIEKMANN, F.: Simulation und Analyse von Pyranometermessungen oberhalb von durchbrochener Bewölkung.
- EBERZ, B.: Großskalige meridionale Transporte in der Atmosphäre, hervorgerufen durch stationäre Wellen.
- ERNST, H. G.: Lokale Vorhersagen der Lufttemperatur von Köln-Bonn.
- JACOBS, W.: Vergleich der numerischen Analysen des DWD und NMC an Hand von Monatsmitteln im Zeitraum 1968 bis 1976.
- KLOPSCH, M.: Bestimmung der Aerosolgrößenverteilung aus Strahllichtmessungen des diffusen Himmelslichts in der Sonnenaureole.
- NACKE, G.: Ableitung von Bodenparametern aus Satellitendaten mit Hilfe einer Clusteranalyse.
- SCHMETZ, P.: Großräumige Bestimmung der Gegenstrahlung aus Satelliten- und Analysendaten.

---

**Universität Mainz**

---

*Promotion*

- ZIMMERMANN, P. H.: Ein dreidimensionales Transportmodell für atmosphärische Spurenstoffe.

*Diplom-Hauptprüfungen*

- DREILING, V.: Messung von Aerosol-Größenverteilungen im Aitkenbereich mit dem Scholz-Kernzähler.
- GOTTKE, K.: Atmosphärischer Strahlungstransport im infraroten Emissionsspektrum.
- TEUBER, R.: Räumliche und zeitliche Schwankungen von Formaldehyd in Reinfluft.

---

**Universität München**

---

*Promotionen*

- HÖPPE, P.: Die Energiebilanz des Menschen.
- OBERHUBER, J.: Untersuchung des gekoppelten Systems von Ozean und Atmosphäre in den Tropen mit besonderer Berücksichtigung des El Niño/Southern Oscillation-Phänomens.

*Diplom-Hauptprüfungen*

- BÖHRINGER, A.: Trübungsmessungen mit mehrkanaligen Pyrheliometern.
- DIETRICH, B.: Die Bestimmung der kurzwelligen Strahlungsbilanz mit Parametermethode.
- GERZ, T.: Spektrale Simulation von zweidimensionalen Überströmungen eines Gebirges.
- KOTZ, A.-M.: Humanbiometeorologische Bewertung des thermischen Milieus innerhalb verschiedener Stadtstrukturen.
- MÜLLER, G.: Blockierungen in einem Modell mit stochastischer Forcierung.
- NEMMAIER, CH.: Versuche zur Verifizierung eines Partikel-Ausbreitungsmodells.
- SCHWARZMAIER, G.: Thermalbilder in der Stadtklimatologie.
- ZUNKE, D.: Energiehaushaltsuntersuchungen auf einem Alpengletscher: Ergebnisse meteorologisch-hydrologischer Meßprogramme am Vernagtferner 1979 und 1981.

Beiträge:	Seite
10 J. SCHMETZ und E. RASCHKE Strahlungseigenschaften von dreidimensionalen Wolken	40
11 H. GRASSL Transmission, Reflexion und Erwärmungsraten der Wolken	43
12 H. HINZPETER Bedeutung der Strahlungsprozesse	49

#### Kurzbeiträge

Das METEOSAT-System (H. SCHRAMM und R. WOLF)	50
---	----

Meteorologische Beratung für die Kieler Woche 1985 im Olympia-Zentrum Kiel-Schilksee (H. ERDMANN)	53
--	----

#### Blick zurück

Die letzten zwei Jahre der ZWG (1943—1945) (W. SCHWERDTFEGER †)	55
--	----

Buchbesprechungen	61
-------------------	----

Habilitationen, Promotionen und Diplom- Hauptprüfungen an den Universitäten der Bundesrepublik Deutschland und West-Berlins im Jahre 1984	62
--	----

#### Berichtigung

Im Heft 1 '85, 2. Umschlagseite, 2. Zeile unter „Zum  
Titelbild“: Schwadenlänge statt Schadenlänge.

Die einzelnen Darstellungen des Titelbildes stammen  
aus Arbeiten der Abt. Klimatologie (Zentralamt,  
DWD).

#### Manuskriptsendungen werden erbeten an:

Deutscher Wetterdienst  
Hauptschriftleitung „Promet“  
Frankfurter Straße 135  
6050 Offenbach am Main

oder

Hauptschriftleitung „Promet“  
Herrn Dipl.-Met. M. Schlegel  
Brandsbornstraße 3  
6050 Offenbach am Main  
(Tel. 069/835357)

#### Anschriften der Autoren

Prof. Dr. H. HINZPETER  
Meteorologisches Institut  
Universität Hamburg  
Bundesstr. 55  
2000 Hamburg 13

Dr. S. BAKAN  
Max-Planck-Institut für Meteorologie  
Bundesstr. 55  
2000 Hamburg 13

Prof. Dr. E. RASCHKE  
Dipl.-Met. B. ROCKEL  
Dr. J. SCHMETZ  
Dipl.-Met. R. STUHLMANN  
Institut für Geophysik und Meteorologie  
der Universität Köln  
Kerpener Str. 13  
5000 Köln 41

Prof. Dr. H. QUENZEL  
Dr. H. FISCHER  
Dr. P. KOEPKE  
Meteorologisches Institut  
der Universität München  
Theresienstr. 37  
8000 München 13

Dr. P. WENDLING  
Dr. K. T. KRIEBEL  
Institut für Physik der Atmosphäre  
der Deutschen Forschungs- und  
Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt  
Oberpfaffenhofen  
8031 Weßling

Prof. Dr. W. ZDUNKOWSKI  
Dr. G. KORB  
Institut für Meteorologie  
Universität Mainz  
Postfach 3980  
6500 Mainz

Prof. Dr. H. GRASSL  
GKSS-Forschungszentrum Geesthacht  
Reaktorstr. 7—9  
2054 Geesthacht

Dr. H. SCHRAMM  
Dipl.-Ing. R. WOLF  
Europäisches Operationszentrum der ESA  
Robert-Bosch-Str. 5  
6100 Darmstadt

Dipl.-Met. H. ERDMANN  
Deutscher Wetterdienst  
Seewetteramt  
Bernhard-Nocht-Str. 76  
2000 Hamburg 4