

D 2012

Titelblatt

In der vorliegenden Arbeit wurde mit einem eindimensionalen
Einkomponentenmodell der Strahlungsübertragung, der Delta-Eddington-
Approximation, der Einfluss der Wolken auf die Strah-
lungsübertragung untersucht. Zunächst wurde der Einfluss
verschiedener Tropfeneigenschaften der Wolken auf die planetare

**BERECHNUNG DER LOKALEN PLANETAREN ALBEDO UND DER
ERWÄRMUNGSRATEN FÜR EINE VORGEGEBENE WOLKEN- UND
AEROSOLTEILCHENVERTEILUNG IM SOLAREN SPEKTRALBEREICH**

Albedo und Erwärmungsraten im unteren Bereich der
Wolke, danach der mit zunehmender Tropfengröße der
Wolkenpartikel abnehmende Extinktionskoeffizient.

Der Schwerpunkt der Arbeit liegt allerdings in der Untersuchung
des Einflusses von Aerosolpartikeln auf die planetare
Albedo und die Erwärmungsraten. Dabei ergibt sich, daß für
die Kombination einer Aerosolpartikelverteilung im oberen Bereich
mit einer optisch dicken unteren Wolke die Albedo, verglichen
mit dem Wert für die optisch dünne Wolke, sinkt. Dieses
wird verursacht durch eine erhöhte Absorption des flüssigen
Wassers der



Diplomarbeit von Karl Bumke

Mathematisch - Naturwissenschaftliche Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität Kiel

Mit dieser Diplomarbeit wird der Einfluss der
Aerosolpartikel auf die planetare Albedo und die Erwärmungsraten
abgeschätzt.
Am Schluss dieser Arbeit wurde die planetare Albedo für
den Fall berechnet, die gut mit Satellitenmessungen über-
einstimmt.

Kiel 1984

Zusammenfassung:

In der vorliegenden Arbeit wurde mit einem eindimensionalen Rechenmodell der Strahlungsübertragung, der Delta-Eddington-Approximation, der Einfluß der Wolken auf die Strahlungsübertragung untersucht. Zunächst wurde der Einfluß verschiedener Tropfenspektren der Wolken auf die planetare Albedo und die Erwärmungsraten untersucht. Das Ergebnis war, daß die Albedo bei sonst gleichen Wolkenparametern mit wachsender Größe der Wolkenelemente abnimmt, verbunden mit niedrigeren Erwärmungsraten im oberen Bereich und erhöhten Erwärmungsraten im unteren Bereich der Wolke. Ursache ist der mit zunehmender Tropfengröße der Wolkenelemente abnehmende Extinktionskoeffizient.

Der Schwerpunkt der Arbeit ist allerdings die Untersuchung des Einflusses von Wolkenkombinationen auf die planetare Albedo und die Erwärmungsraten. Dabei ergab sich, daß für die Kombination einer optisch dünnen oberen Wolke mit einer optisch dicken unteren Wolke die Albedo, verglichen mit dem Wert für die optisch dicke Wolke, sinkt. Dieses wird verursacht durch eine erhöhte Absorption des Flüssigwassers der oberen Wolke.

Mit diesen Ergebnissen war es möglich, auch den Einfluß der Überlappung der Wolken auf die planetare Albedo verschiedener geographischer Breiten zu untersuchen und abzuschätzen. Zum Schluß dieser Arbeit wurde die planetare Albedo für den Juli berechnet, die gut mit Satellitenmessungen übereinstimmt.

1. Rechenansatz	34
2.1 Einfluß des Flüssigwasserprofils der Wolken	34
2.2 Abhängigkeit der planetaren Albedo von den integralen MIB-Parametern der Wolkenelemente	35
2.3 Einfluß des Wasserlaufes, der Aerosolteilchen auf und der Schmelzleistung auf die planetare Albedo	38
2.4 Einfluß des Tropfenspektren	40
2.5 Abhängigkeit der planetaren Albedo von Tropfenspektren	41

Inhaltsverzeichnis

<u>Liste der verwendeten Symbole</u>	1
<u>1. Einleitung</u>	3
<u>2. Wolken im Modell</u>	5
2.1 mögliche Wolkenkombinationen	6
<u>3. Rechenmodell der Strahlungsübertragung</u>	9
3.1 Herleitung der Delta-Eddington-Approximation	9
3.2 Kombination der integralen MIE-Parameter	14
<u>4. Eingabeparameter für das Rechenmodell</u>	15
4.1 Einteilung des solaren Spektralbereiches	16
4.2 Abhängigkeit der Bodenalbedo vom Zenitwinkel und der Wellenlänge	17
4.3 Extinktion durch Wolkenelemente	18
4.3.1 Komplexer Brechungsindex und MIE-Rechnung	18
4.3.2 Extinktion durch Wassertröpfchen	19
4.3.3 Extinktion durch Eiskristalle	20
4.4 Extinktion durch Aerosolteilchen	21
4.4.1 Aerosolteilchenzahldichte	23
4.5 Gasabsorption	25
4.5.1 Wasserdampf	25
4.5.2 Ozon	27
4.6 RAYLEIGH-Streuung	28
4.7 Modellatmosphären	29
4.7.1 Reduktion der Atmosphäreneingabeparameter	30
4.8 Schichteinteilung	33
<u>5. Rechenergebnisse</u>	34
5.1 Einfluß des Flüssigwasserprofils der Wolken	34
5.2 Abhängigkeit der planetaren Albedo von den integralen MIE-Parametern der Wolkenelemente	36
5.3 Einflüsse des Wasserdampfes, der Aerosolteil- chen und der RAYLEIGH-Streuung auf die plane- tare Albedo	38
5.4 Einfluß der Tropfenspektren	40
5.5 Erwärmungsraten in Abhängigkeit vom Tropfenspektrum	44

5.6	Albedo und Erwärmungsraten für Wolkenkombinationen	46
5.6.1	Einfluß einer optisch dünnen oberen Wolke	46
5.6.2	Einfluß einer optisch dicken oberen Wolke	51
5.7	Lokale planetare Albedo für die möglichen Wolkenkombinationen in verschiedenen Breiten	54
5.8	Einfluß des Ozons auf die planetare Albedo	60
5.9	Der Einfluß der Überlappung von Wolken auf die planetare Albedo	61
5.10	Einfluß der Überlappung von Wolken auf die Erwärmungsraten	65
5.11	Berechnung der planetaren Albedo für Juli	67
5.12	Erwärmungsraten für Juli	69
<u>6.</u>	<u>Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren</u>	72
<u>7.</u>	<u>Schlußbetrachtung</u>	76
<u>8.</u>	<u>Literaturverzeichnis</u>	80
<u>9.</u>	<u>Anhang</u>	84

Liste der verwendeten Symbole:

- a := Massenabsorptionskoeffizient
- $a_{\nu O_3}$:= Ozonabsorptionskoeffizient des Rechenmodells
- a_i := Wichtungsfaktor der Exponentialreihenentwicklung
- A_B := spektral integrierte Bodenalbedo für $\mu=1.0$
- $A_{B\nu}$:= spektrale Bodenalbedo für eine Wasseroberfläche
- $A_1(\theta)$:= spektral integrierte Bodenalbedo in Abhängigkeit von θ
- A_p := planetare Albedo
- A_s := Albedo des Systems Boden+Troposphäre
- b_i := Absorptionskoeffizient des Wasserdampfes für die Exponentialreihenentwicklung
- B := empirischer Koeffizient der Exponentialreihenentw.
- B_{ext} := Volumenextinktionskoeffizient
- $B_{R\lambda}$:= Streukoeffizient der Luftmoleküle
- B_s := Volumenstreukoeffizient
- c_p := spezifische Wärme bei konstantem Druck
- δ := Deltafunktion
- γ := empirischer Koeffizient der Exponentialreihenentw.
- e, e_0 := Dampfdruck, Dampfdruck am Boden
- e_{sat} := Sättigungsdampfdruck
- f := Anteil der Vorwärtsstreuung an der gesamten Streuung
- f, f_0 := relative Feuchte, relative Feuchte am Boden
- $F\uparrow(\tau)$:= Strahlungsfluß nach oben bzw. unten bei τ
- $F\uparrow_{extr}$:= extraterrestrischer Strahlungsfluß nach oben bzw. unten
- πF_0 := einfallender solarer Strahlungsfluß
- g := Anisotropiefaktor
- g' := transformierter Anisotropiefaktor der δ -Edd-Näherung
- H := Höhe
- i := Strahldichte
- I := Strahldichte
- I_0 := Solarkonstante
- I_0 := isotroper Anteil der Strahldichte der Edd-Näherung
- I_1 := anisotroper Anteil der Strahldichte der Edd-Näherung
- μ := Cosinus des Zenitwinkels
- μ_0 := Cosinus des Zenitwinkels der Sonne
- μ' := Cosinus des Zenitwinkels der gestreuten Strahlung
- λ := Wellenlänge
- m := Absorbermasse
- n := Brechungsindex der Luft

- N_1 := Zahl der Entwicklungskoeff. der Exponentialreihenentw.
 \hat{N} := LOSCHMIDT-Zahl
 N := Anzahl der Modellschichten des Rechenmodells
 N := Gesamtzahl der Tropfen einer Verteilung
 $n(r)$:= Tropfenzahl pro Radius- und Volumenintervall
 n_{aer} := Aerosolteilchenzahldichte
 ω, ω_0 := single scattering albedo
 ω_0' := single scattering albedo der δ -Edd-Näherung
 Ω := Raumwinkel
 P := Streufunktion
 P_{edd} := Streufunktion der Edd-Näherung
 $P_{\delta edd}$:= Streufunktion der δ -Edd-Näherung
 p, p_0 := Luftdruck, Luftdruck am Boden
 ϕ := Azimutwinkel
 ϕ' := Azimutwinkel der gestreuten Strahlung
 R := Erdradius
 R_L := Gaskonstante der Luft
 r_{mode} := Mode-Radius
 S := Absorberdichte
 S_L := Luftdichte
 ϑ_n := Depolarisationsgrad
 G := STEFAN-BOLTZMANN-Konstante
 T_{eff} := Effektivtemperatur der Erde
 T, T_0 := Lufttemperatur, Lufttemperatur am Boden
 T_{vo} := virtuelle Temperatur am Boden
 dT/dt := Erwärmungsrate
 τ := optische Dicke
 $\tau_{0.55}$:= optische Dicke bei $\lambda=0.55\mu m$
 τ' := transformierte optische Dicke der δ -Edd-Näherung
 τ^* := optische Dicke der gesamten Atmosphäre
 $\tau_{R\lambda}$:= optische Dicke der RAYLEIGH-Streuung
 θ := Winkel zwischen ein- und ausfallendem Strahl bei Streuung
 θ := Zenitwinkel
 z := Höhe
 Δz := Schichtdicke einer Modellschicht bzw. Wolkenmächtigkeit



1. Einleitung

Der Energieaustausch zwischen der Erde und dem Weltall erfolgt über die solare Einstrahlung und die terrestrische Ausstrahlung gemäß:

$$\pi R^2 I_0 (1 - A_p) = 4 \pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4 \quad (1)$$

Die solare Einstrahlung und die terrestrische Ausstrahlung müssen im Gleichgewicht stehen, soll es nicht zu andauernden Klimaveränderungen auf der Erde kommen. In der obigen Strahlungsbilanzgleichung sind nur der Erdradius R und die STEPHAN-BOLTZMANN-Konstante σ wirklich konstant. Die Solarkonstante I_0 , deren spektraler Verlauf annähernd durch die PLANCK'sche Funktion für 5800K gegeben ist, ist abhängig von der Effektivtemperatur der Sonne und dem Abstand Erde-Sonne. Die Schwankung der Effektivtemperatur der Sonne hat fast keine Auswirkungen auf die Solarkonstante (MÖLLER, 1973). Dagegen ergeben sich jahreszeitliche und langzeitliche Schwankungen durch den variablen Abstand der Erde von der Sonne. Kurzfristig variable Parameter in der Bilanzgleichung sind nur die planetare Albedo A_p und die Effektivtemperatur der Erde T_{eff} .

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit der planetaren Albedo A_p der Erde. Diese wird beeinflußt durch die in der Atmosphäre in allen drei Aggregatzuständen existierende Materie, im folgenden vereinfachend als Absorber bezeichnet, und die optischen Eigenschaften der Erdoberfläche. Dabei schwächen die Absorber Strahlung in für sie spezifischen Wellenlängenbereichen, die durch die molekulare Struktur der einzelnen Absorber festgelegt sind. Die Hauptabsorber im solaren Spektralbereich sind:

- die atmosphärischen Gase Ozon und Wasserdampf
- die atmosphärischen Aerosolteilchen
- die Wolkenelemente: Wasser- und Eisteilchen

Für das Klima der Erde ist aber nicht nur entscheidend,

wie groß die Gesamtmenge der absorbierten solaren Strahlung ist, sondern auch wieviel von der Atmosphäre absorbiert wird. Da die Erwärmungsraten der Atmosphäre ein Maß für ihre Absorption sind, werden auch diese in der vorliegenden Arbeit berechnet. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der Untersuchung des Einflusses der Wolken auf die Albedo und die Erwärmungsraten. Daß der Einfluß der Wolken auf das Klima der Erde so massiv ist, liegt nicht nur daran, daß die Wolkenelemente sehr stark streuen und auch absorbieren, sondern auch daran, daß die Erdoberfläche im Mittel zur Hälfte mit Wolken bedeckt ist. Da Wolken aber keineswegs einheitliche Gebilde sind, die man mit einer einzigen "Standardwolke" beschreiben kann, ist es nötig, den Einfluß verschiedener Wolkentypen auf die Strahlungsübertragung zu untersuchen. Für diesen Zweck wurde ein eindimensionales, planparalleles Rechenmodell der Strahlungsübertragung entwickelt, das auf der Delta-Eddington-Approximation beruht. Zur Berechnung der lokalen planetaren Albedo genügt es jedoch nicht, diese nur für einen bestimmten Wolkentyp zu berechnen. Die Rechnungen müssen vielmehr auch auf die wolkenfreie Atmosphäre sowie auf die typischen Bedeckungsgrade verschiedener Wolkentypen erweitert werden. Leider kann man den Wolkenatlanten, die die Bewölkungsgrade für verschiedene geographische Breiten liefern, meistens keine Angaben darüber entnehmen, ob die verschiedenen Wolken über- oder nebeneinander gelegen haben. Um die Schwankungsbreiten zu bestimmen, müssen die Berechnungen daher einmal für die maximale und einmal für die minimale Überlappung der Wolken durchgeführt werden. Ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit liegt daher auf der Untersuchung des Einflusses von Wolkenkombinationen in einem eindimensionalen Modell auf die planetare Albedo.

2. Wolken im Modell

Eine Wolke ist eine Ansammlung kleiner beweglicher Körper in einem gasförmigen Medium oder einer Flüssigkeit, wobei klein gleichbedeutend mit geringer Sedimentationsgeschwindigkeit ist. Die Zahl der Teilchen ist dabei so groß, daß eine erkennbare Verringerung der Sichtweite erfolgt. Diese Teilchen sind bei atmosphärischen Wolken Wassertröpfchen und Eiskristalle. Ihre Absorptionsbanden für solare Strahlung sind Rotations-Schwingungs-Banden und im Vergleich zu denen des Wasserdampfes aufgrund der festeren Molekülbindung etwas zum langwelligeren Spektralbereich hin verschoben. Da die optische Dicke der Wolken hoch ist, beeinflussen sie die Strahlungsübertragung im gesamten Spektralbereich, besonders aber bei Wellenlängen oberhalb von $1.3\mu\text{m}$. In Anlehnung an die Wolkenatlanten von HAHN und WARREN (1982) sowie von TELEGADAS und LONDON(1954) werden im Modell sechs verschiedene Wolkentypen unterschieden. Diese werden charakterisiert durch ihren Flüssigwasser-gehalt, kurz LWC, ihre Höhenlage und ihre Tropfenspektren, auf die in Kapitel 4 noch eingegangen wird. Die einzelnen Wolkentypen sind in der folgenden Tabelle 2.1 mit ihren wichtigsten Eigenschaften dargestellt.

Tabelle 2.1 : Wolkentypen im Modell

Wolkentyp	LWC in gm^{-3}	Höhenlage
Cirrus (Ci)	0.01	hoch
Stratus (St)	0.2	tief
Altostratus (As)	0.2	mittelhoch
Cumulus (Cu)	0.4	tief bis mittelhoch
Nimbostratus (Ns)	0.5	tief bis mittelhoch
Cumulonimbus (Cb)	1.0	tief bis mittelhoch

2.1 Mögliche Wolkenkombinationen

Die meteorologischen Bedingungen, die zur Bildung einer Wolke führen, sind je nach Wolkentyp verschieden. Um die möglichen Wolkenkombinationen zu erhalten, ist ein "Wolkenbildungsmodell" von MASON(1971) benutzt worden. Dieses basiert auf fünf Differentialgleichungen für:

- den Tropfenradius
- die Vertikalgeschwindigkeit in den Wolken
- die Übersättigung in den Wolken
- den Flüssigwassergehalt in den Wolken
- die Temperatur

Diese Gleichungen bilden ein Differentialgleichungssystem, welches sich bei gegebenen Anfangsbedingungen numerisch lösen läßt. Dabei ist eine vereinfachte Wechselwirkung mit der Umgebungsluft zugelassen. Die Vereinfachung besteht darin, daß ein konstanter Mischungskoeffizient für Impuls, Wassergehalt und Temperatur angenommen wird. Die Anfangswerte sind:

- Temperatur und Druck im Kondensationsniveau
- die anfängliche Aufwärtsbewegung des Luftpaketes
- der anfängliche Temperaturunterschied des Luftpaketes zur Umgebungsluft
- der Temperaturgradient der Umgebungsluft
- die relative Feuchte der Umgebungsluft
- der Mischungskoeffizient
- Masse und Konzentration der Kondensationskerne
- der anfängliche Tropfenradius

Hinsichtlich der Kondensationskerne kann man davon ausgehen, daß diese in der Atmosphäre stets in ausreichender Zahl zur Verfügung stehen. Die übrigen Anfangswerte legen dann die meteorologischen Bedingungen fest, bei denen ein bestimmter Wolkentyp entsteht. Diese lassen sich wie folgt klassifizieren:

- Ci
 - Hebung vor einer Warmfront
 - Bildung durch künstliche Beeinflussung
- St
 - dynamisch durch Durchmischung unter einer Höheninversion
 - Ausstrahlung unter einer Inversion
 - Advektion unter Abgleitflächen
 - orographische Hebung bei stabiler Schichtung
 - Änderung der Oberflächenrauigkeit beim Übergang der Strömung vom Meer auf das Land
 - unter einem Nimbostratus als Stratus fractus
- As
 - aktives Aufgleiten an einer Warmfront
 - Auflösung von Cu, Cb; dabei Bildung an Inversionen
 - Advektion an Abgleitflächen
 - dynamisch durch Durchmischung unter einer Höheninversion
 - orographische Hebung bei stabiler Schichtung
 - Ausstrahlung unter Inversionen
- Cu
 - thermische Konvektion
 - orographisches Aufgleiten an größeren Terrainhindernissen bei nahezu feuchtlabiler Schichtung
 - passives Aufgleiten an einer Kaltfront
 - Ausstrahlung unter einer Inversion bei nachfolgendem Durchdringen dieser
- Ns
 - aktives Aufgleiten an einer Warmfront
 - orographische Hebung an größeren Terrainhindernissen
- Cb
 - thermische Konvektion
 - orographische Hebung an größeren Terrainhindernissen bei nahezu feuchtlabiler Schichtung
 - passives Aufgleiten an einer Kaltfront

Zwischen den Cirren und den übrigen Wolken besteht jedoch ein wesentlicher Unterschied. Der Terminologie von MÖLLER (1973) folgend, treten Cirren auch als raumfremde Wolken auf, während die übrigen Wolken generell raumeigene Wolken sind. Raufremd bedeutet, daß die Cirren nicht am Ort ihrer Beobachtung entstanden und dort somit auch nicht die Bedingungen zur Cirrenbildung vorhanden sein müssen.

Dieses hat zur Folge, daß die Cirren gleichzeitig mit allen übrigen Wolken auftreten können. Somit ergeben sich die folgenden möglichen Kombinationen:

Ci-St	Cu-As	Ci-Cu-As
Ci-As	Cu-Ns	Ci-Cu-Ns
Ci-As-St	Cu-Cb	Ci-Cu-Cb
Ci-Cu	Ns-St	Ci-Ns-St
Ci-Ns	Ns-As	Ci-Ns-As
Ci-Cb	Ns-Cb	Ci-Ns-Cb
As-St	Cb-As	Ci-Cb-As

Da das verwendete Rechenmodell lediglich eindimensional rechnet, können nur für die Kombinationen der linken Spalte Simulationsrechnungen bei gleichzeitigem Vorhandensein verschiedener Wolken direkt angestellt werden, da bei diesen Kombinationen die Wolken nach Tabelle 2.1 in verschiedenen Höhen liegen.

$$\frac{dI}{dz} = -I \left(\mu + \omega_0 \right) + \int_0^z I(\mu, \mu') \mu' d\mu' \quad (2)$$

- I := Strahllichte
- z := optische Dicke
- μ := Cosinus des Zenitwinkels = $\cos \theta$
- θ := Azimutwinkel
- ω_0 := single scattering albedo
- F := Streufunktion
- I_0 := einfallender solarer Strahlungsfluß

Die single scattering albedo, das Reflexionsvermögen bei Einfachstreuung, ist definiert als das Verhältnis zwischen Streu- und Extinktionskoeffizient

$$\omega_0 = \frac{\beta_s}{\beta_s + \beta_{ext}} \quad (3)$$

Im Falle reiner Streuung gilt $\omega_0 = 1$, für absorbierende und nicht streuende Gase gilt $\omega_0 = 0$.

3. Rechenmodell der Strahlungsübertragung

Dieses Kapitel befaßt sich mit einer kurzen Herleitung des verwendeten Rechenmodells, der Delta-Eddington-Approximation. Gleichzeitig werden die Definitionen der optischen Parameter Reflexionsvermögen bei Einfachstreuung (single scattering albedo), Anisotropiefaktor und optische Dicke gegeben. Außerdem wird die Modellierung einer aus homogenen Schichten zusammengesetzten inhomogen geschichteten Atmosphäre beschrieben.

3.1 Herleitung der Delta-Eddington-Approximation

Die Delta-Eddington-Approximation der Strahlungsübertragung führt zu einem eindimensionalen Rechenmodell, welches die Mehrfachstreuung berücksichtigt. Sie setzt eine horizontal homogene, also planparallele Schichtung der Atmosphäre voraus. Sie geht aus von der Strahlungsübertragungsgleichung für solare Strahlung. Diese lautet bei Verzicht auf die spektrale Kennzeichnung der Größen:

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu, \phi)}{d\tau} = -I(\tau, \mu, \phi) + \frac{\omega_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 P(\mu, \phi; \mu', \phi') I(\tau, \mu', \phi') d\mu' d\phi' + \frac{1}{4} \omega_0 F_0 P(\mu, \phi; \mu', \phi') e^{-\tau/\mu_0} \quad (2)$$

- Dabei bedeuten: I := Strahldichte
 τ := optische Dicke
 μ := Cosinus des Zenitwinkels = $\cos \Theta$
 ϕ := Azimutwinkel
 ω_0 := single scattering albedo
 P := Streufunktion
 πF_0 := einfallender solarer Strahlungsfluß

Die single scattering albedo, das Reflexionsvermögen bei Einfachstreuung, ist definiert als das Verhältnis zwischen Streu- und Extinktionskoeffizient

$$\omega_0 = \frac{\beta_s}{\beta_{ext}} \quad (3)$$

Im Falle reiner Streuung gilt $\omega_0 = 1$, für absorbierende und nicht streuende Gase gilt $\omega_0 = 0$.

Die optische Dicke ist definiert als

$$\tau = \int_0^z a \cdot \rho(z) \cdot dz \quad \text{oder} \quad \tau = \int_0^z \beta_{\text{ext}} \cdot dz \quad (4)$$

wobei $a :=$ Massenextinktionskoeffizient in g^{-1}cm^2

$\rho :=$ Dichte des Absorbers in gcm^{-3}

$\beta_{\text{ext}} :=$ Volumenextinktionskoeffizient in m^{-1}

$z :=$ Höhe in cm oder m

Das Ziel der Delta-Eddington-Näherung ist, einen vereinfachten Ausdruck für die Streufunktion P zu erhalten, wobei die Herleitung in wesentlichen Teilen der von JOSEPH (1976) folgt. Dazu geht man aus von der Eddington-Näherung, die die Strahldichte in einen isotropen Anteil I_0 und einen anisotropen Anteil I_1 zerlegt gemäß

$$I(\tau, \mu) = I_0(\tau) + I_1(\tau) \cdot \mu \quad (5)$$

Dieselbe Reihenentwicklung in Legendre Polynome und Abbruch nach 2 Termen liefert auch die Streufunktion der Eddington-Näherung

$$P_{\text{edd}}(\theta) = 1 + \omega(\tau) \cos \theta \quad (6)$$

mit $\theta :=$ Winkel zwischen ein- und ausfallendem Strahl

$$\cos \theta = \mu \mu' + (1 - \mu^2)^{1/2} (1 - \mu'^2)^{1/2} \cos(\phi - \phi') \quad (7)$$

Zur Vereinfachung der Streufunktion wird der Anisotropiefaktor g definiert:

$$g = \frac{\int_{-1}^1 P(\theta) \cdot \mu \cdot d\mu}{\int_{-1}^1 P(\theta) \cdot d\mu} = \int_{-1}^1 P(\theta) \cdot \mu \cdot d\mu \quad (8)$$

Der Anisotropiefaktor ist ein Maß für das Verhältnis zwischen der gestreuten Strahlung in Vor- und Rückwärtsrichtung, wobei der einfallende Strahlungsfluß auf 1 normiert ist. Für reine Vorwärtsstreuung gilt $g=1$, für isotrope Streuung ist $g=0$. Die Integration der Strahlungsübertragungsgleichung über den Azimutwinkel ϕ unter Berücksichtigung von g liefert die Strahlungsübertragungsgleichung der Eddington-Näherung für Strahlungsflüsse:

$$\mu \frac{d(I_0 + \mu I_1)}{d\tau} = -(I_0 + \mu I_1) + \omega_0 (I_0 + g \mu I_1) + \frac{1}{4} \omega_0 F_0 e^{-\tau/\mu_0} (1 + 3g \mu_0 \mu) \quad (9)$$

Diese Näherung versagt jedoch, wenn die Vorwärtsstreuung zu groß wird, g also gegen 1 geht. Um diesen Nachteil zu eliminieren, wurde die Delta-Eddington-Approximation entwickelt, die das extreme Maximum in Vorwärtsrichtung durch eine Delta-Funktion annähert. Um den Zusammenhang der beiden Näherungen abzuleiten, nimmt man an, daß g' der Anisotropiefaktor der genäherten Streufunktion sei und f den Anteil der Vorwärtsstreuung an der gesamten Streuung darstelle. Dann muß gelten: $\delta = \text{Kronecker Symbol?}$

$$P(\cos \theta) \approx P_{\delta\text{edd}}(\cos \theta) = 2f\delta(1 - \cos \theta) + (1-f)(1 + 3g'\cos \theta) \quad (10)$$

mit folgender Normierung der Streufunktion:

$$\int_{4\pi} P_{\delta\text{edd}}(\cos \theta) \frac{d\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 P_{\delta\text{edd}}(\cos \theta) \cdot d(\cos \theta) = f + (1-f) = 1 \quad (11)$$

Mit der Annahme, daß die beiden genäherten Streufunktionen denselben Anisotropiefaktor besitzen, folgt aus (8), (10) und (11) dann:

$$g = \int_{4\pi} P_{\delta\text{edd}}(\cos \theta) \cdot \cos \theta \cdot \frac{d\Omega}{4\pi} = f + (1-f) \cdot g' \quad (12)$$

$$g' = \frac{g-f}{1-f} \quad (13)$$

Mit Hilfe einer weiteren Näherung der Streufunktion, der HENEY-GREENSTEIN-Streufunktion, bestimmt man den Faktor f , der gleich der 2. Ableitung dieser Streufunktion ist:

$$f = g^2 \quad (14)$$

Damit ergibt sich das transformierte g' der Delta-Eddington-Näherung zu:

$$g' = \frac{g}{1+g} \quad (15)$$

$$\text{Da für } g \text{ gilt: } 0 \leq g \leq 1 \quad (16)$$

$$\text{folgt dann: } 0 \leq g' \leq 0.5 \quad \text{und} \quad g' \leq g \quad (17)$$

Um die Strahlungsflüsse zu berechnen, zieht man wiederum die azimuthal gemittelte Strahlungsübertragungsgleichung heran. In diese setzt man die azimuthal gemittelte Streufunktion der Delta-Eddington-Näherung $\bar{P}_{\delta\text{edd}}$ ein.

Diese lautet:

$$\bar{P}_{\text{dedd}}(\mu, \mu') = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} P_{\text{dedd}}(\cos \theta) d\phi = 2f \delta(\mu - \mu') + (1-f)(1 + 3g'\mu\mu') \quad (18)$$

mit $\theta :=$ Winkel zwischen ein- und ausfallendem Strahl

$$\cos \theta = \mu\mu' + (1-\mu^2)^{1/2} (1-\mu'^2)^{1/2} \cos(\phi - \phi') \quad (19)$$

$$\delta(1 - \cos \theta) = 2\pi \delta(\mu - \mu') \delta(\phi - \phi') \quad (20)$$

Die Benutzung der Direkt-Diffus-Transformation

$$I = \begin{cases} i + \frac{1}{2} F_0 \delta(\mu - \mu_0) \exp(-\tau'/\mu_0) & \text{für } 0 < \mu \leq 1 \\ i & \text{für } -1 \leq \mu < 0 \end{cases} \quad (21)$$

wobei πF_0 der Fluß bei $\tau' = 0$ und in Richtung μ_0 ist, liefert dann die Strahlungsübertragungsgleichung der Delta-Eddington-Approximation:

$$\mu \frac{\partial i}{\partial \tau'} + i = \omega_0' (i_0 + g' \mu i_1) + \frac{1}{4} F_0 \omega_0' (1 + 3g' \mu \mu_0) \exp(-\tau'/\mu_0) \quad (22)$$

$$\text{mit } i_n(\tau') = \frac{1}{2} (2n+1) \int_{-1}^1 \mu^n i(\tau', \mu) d\mu \quad \text{mit } n = 0, 1 \quad (23)$$

und den Transformationen

$$\tau' = (1 - \omega_0 f) \tau \quad \text{und} \quad \omega_0' = \frac{(1-f)\omega_0}{1 - \omega_0 f} \quad (24)$$

Die Strahlungsübertragungsgleichung gleicht somit der der Eddington-Näherung. Es sind lediglich die ungestrichenen Größen durch die gestrichenen Größen ersetzt worden. Damit kann der Lösungsansatz nach SHETTLE und WEINMAN(1970) übernommen werden. Die Lösung erhält man, indem man die erste und zweite Ableitung der Strahlungsübertragungsgleichung durch Anwendung von $\int_{-1}^1 d\mu$ und $\int_{-1}^1 \mu \cdot d\mu$ bildet und die Eddington-Näherung $i = I_0 + \mu \cdot I_1$ benutzt. Dieses liefert dann ein lösbares Differentialgleichungssystem:

$$\frac{dI_1}{d\tau'} = -3(1 - \omega_0') I_0 + \frac{3}{4} \omega_0' F_0 e^{-\tau'/\mu_0} \quad (25)$$

$$\frac{dI_0}{d\tau'} = -(1 - \omega_0' g') I_1 + \frac{3}{4} \omega_0' g' \mu_0 F_0 e^{-\tau'/\mu_0} \quad (26)$$

$$\text{Aus } F = 2\pi \int_0^{\pm 1} (I_0 + \mu I_1) \cdot \mu d\mu \quad (27)$$

erhält man dann die Strahlungsflüsse wie folgt:

$$F \uparrow (\tau') = \pi \left(I_0(\tau') + \frac{2}{3} I_1(\tau') \right) \quad (28)$$

$$F \downarrow (\tau') = \pi \left(I_0(\tau') - \frac{2}{3} I_1(\tau') \right) \quad (29)$$

Die benötigten Randbedingungen sind:

- Die am Oberrand der Atmosphäre eintretende Streustrahlung ist Null:

$$F \downarrow (0) = 2\pi \int_0^1 \mu (I_0 + I_1, \mu) d\mu = \pi \left(I_0(0) + \frac{2}{3} I_1(0) \right) = 0 \quad (30)$$

- Der nach oben gerichtete Strahlungsfluß am Erdboden ist gleich dem Produkt aus Bodenalbedo und nach unten gerichtetem Strahlungsfluß am Boden:

$$\begin{aligned} F \uparrow (\tau^*) &= \pi \cdot A_B \left[I_0(\tau^*) + \frac{2}{3} I_1(\tau^*) + \mu \cdot F_0 \cdot e^{-\tau^*/\mu_0} \right] \\ &= \pi \cdot \left[I_0(\tau^*) - \frac{2}{3} I_1(\tau^*) \right] \end{aligned} \quad (31)$$

Für eine aus homogenen und planparallelen Schichten zusammengesetzte Atmosphäre gelten die folgenden Näherungslösungen:

$$I_0(\tau) = I_0^i(\tau) = C_1^i e^{-k_i \tau} + C_2^i e^{k_i \tau} - \alpha_i e^{-\tau/\mu_0} \quad (32)$$

$$I_1(\tau) = I_1^i(\tau) = p_i (C_1^i e^{-k_i \tau} - C_2^i e^{k_i \tau}) - \beta_i e^{-\tau/\mu_0} \quad (33)$$

$$\text{mit } k_i = \left[3(1 - \omega_i)(1 - \omega_i g_i) \right]^{1/2} \quad (34)$$

$$p_i = \left[3(1 - \omega_i) / (1 - \omega_i g_i) \right]^{1/2} \quad (35)$$

$$\alpha_i = 3 \omega_i F_0 \mu_0^2 [1 + g_i(1 - \omega_i)] / 4(1 - k_i^2 \mu_0^2) \quad (36)$$

$$\beta_i = 3 \omega_i F_0 \mu_0 [1 + 3g_i(1 - \omega_i)\mu_0^2] / 4(1 - k_i^2 \mu_0^2) \quad (37)$$

Mit der notwendigen Bedingung der Kontinuität

$$I_0^i(\tau_i) = I_0^{i+1}(\tau_i) \quad i = 1, 2, \dots, (N-1) \quad (38)$$

$$I_1^i(\tau_i) = I_1^{i+1}(\tau_i) \quad i = 1, 2, \dots, (N-1) \quad (39)$$

und den Randbedingungen erhält man dann einen Satz von $2N$ -Gleichungen, der sich nach dem beschriebenen Iterationsverfahren lösen läßt. N ist hier die Anzahl der Modellschichten der Atmosphäre.

Das Rechenmodell liefert dann die Strahlungsflüsse nach oben und unten für jede Höhengschicht des Modells. Somit ist es möglich, die Albedo zu berechnen, die definiert ist als der Quotient aus nach oben und nach unten gerichtetem Strahlungsfluß. Im Modell werden zwei verschiedene Albedowerte berechnet. Zum einen die Albedo des Systems Boden-Troposphäre A_s :

$$A_s = \frac{F \uparrow (\tau = 0)}{F \downarrow (\tau = 0)}, \quad (40)$$

zum anderen die planetare Albedo A_p :

$$A_p = \frac{F \uparrow_{extr.}}{F \downarrow_{extr.}} \quad (41)$$

Mit Hilfe der berechneten Strahlungsflüsse erhält man die Erwärmungsraten, indem die Strahlungsflußdivergenz durch Differenzen ausgedrückt wird und sie dann gemäß

$$\frac{dT}{dt} = - \frac{1}{S_0 \cdot c_p} \frac{(F \downarrow_i - F \downarrow_{i-1} - F \uparrow_i + F \uparrow_{i-1})}{\Delta z} \quad (42)$$

berechnet werden.

3.2 Kombination der integralen MIE-Parameter

Das Modell erlaubt eine gleichzeitige Behandlung verschiedener Absorber und Streuer. Dabei werden für jede Modellschicht die optischen Dicken nach dem LAMBERT'schen Gesetz addiert. Die mittlere single scattering albedo einer Schicht ergibt sich als der Quotient aus der Summe der einzelnen optischen Dicken für die Streuung und der Summe der optischen Dicken für die Extinktion zu:

$$\omega = \frac{\omega_1 \tau_1 + \omega_2 \tau_2 + \dots}{\tau_1 + \tau_2 + \dots} \quad (43)$$

Den mittleren Anisotropiefaktor einer Modellschicht erhält man durch die Wichtung mit der optischen Dicke für die Streuung:

$$g = \frac{g_1 \cdot \omega_1 \cdot \tau_1 + g_2 \cdot \omega_2 \cdot \tau_2 + \dots}{\omega_1 \cdot \tau_1 + \omega_2 \cdot \tau_2 + \dots} \quad (44)$$



4. Eingabeparameter für das Rechenmodell

Die Herleitung des Rechenmodells gibt an, welche Eingabeparameter für die Berechnung der Strahlungsflüsse benötigt werden. Zusammengefaßt sind dies:

- der einfallende Strahlungsfluß πF_0
- die Schichteinteilung des Atmosphärenmodells
- die single scattering albedo für jede Modellschicht
- der Anisotropiefaktor für jede Modellschicht
- die optische Dicke für jede Modellschicht
- der Cosinus des Zenitwinkels μ_0 der Sonne
- die Bodenalbedo A_B

Die single scattering albedo, der Anisotropiefaktor und die optische Dicke müssen für jeden Absorber und Streuer in der Atmosphäre bekannt sein und dann nach Kapitel 3.2 für jede Modellschicht miteinander kombiniert werden. Da alle Parameter mit Ausnahme des Zenitwinkels und der Höheneinteilung spektral abhängig sind, ist außerdem eine geeignete Einteilung des gesamten solaren Spektralbereiches in mehrere getrennte Spektralintervalle nötig. Diese und die übrigen Eingabeparameter werden in den folgenden Kapiteln vorgestellt.

4.1 Einteilung des solaren Spektralbereiches

Der solare Spektralbereich wird festgelegt durch die PLANCK'sche Kurve der solaren Strahlung. Er umfaßt den Wellenlängenbereich von 0.3 bis 3.7 μm . Dieser wurde in acht Intervalle unterteilt. Tabelle 4.1 zeigt die Zerlegung in die Intervalle und die zugehörigen extraterrestrischen Strahlungsflüsse F_{extr} . Die Summe dieser Flüsse ist die Solarkonstante I_0 , deren Wert nach LINCKE und BAUR(1970) 1360 Wm^{-2} beträgt. Dabei gibt die Solarkonstante den Fluß solarer Strahlung an, der bei einer mittleren Entfernung von Sonne und Erde auf eine zur einfallenden Strahlung senkrechte Einheitsfläche pro Zeiteinheit auftritt. Die jahreszeitliche Änderung aufgrund des sich ändernden Abstandes Sonne-Erde beträgt $\pm 3.5\%$ (MÖLLER, 1973).

Tabelle 4.1 : Unterteilung des solaren Spektralbereiches in acht Wellenlängenintervalle mit Angabe der Bereichsgrenzen und der extraterrestrischen Strahlungsflüsse.

Bereichsgrenzen in μm	zentrale Wellenlänge in μm	extraterr. Fluß in Wm^{-2}
0.3 bis 0.4	0.350	107.8
0.4 bis 0.5	0.450	197.4
0.5 bis 0.6	0.550	185.3
0.6 bis 0.7	0.650	158.0
0.7 bis 1.3	1.008	472.0
1.3 bis 1.85	1.582	147.1
1.85 bis 2.48	2.173	59.6
2.48 bis 3.68	3.080	32.4
		1359.6

4.2 Abhängigkeit der Bodenalbedo vom Zenitwinkel und der Wellenlänge

Die Bodenalbedo geht in das Rechenmodell in die untere Randbedingung ein. Sie zeigt eine ausgeprägte Abhängigkeit vom Zenitwinkel. Dabei gilt näherungsweise nach PALTRIDGE und PLATT(1976):

$$A_1(\theta) = A_B + (1 - A_B) \cdot \exp(-0.1 \cdot \theta) \quad (45)$$

mit A_B := mittlere Bodenalbedo $\lambda=0.3$ bis $3.7\mu\text{m}$ und $\theta=0^\circ$
 θ := Zenitwinkel

Außerdem zeigt die Bodenalbedo noch eine spektrale Abhängigkeit, die mit der Art des Untergrundes stark variiert. Diese wurde bei den zonalen Berechnungen stets vernachlässigt. Bei lokalen Berechnungen über einer Meeresoberfläche wurde sie hingegen berücksichtigt. Nach Darstellungen im PALTRIDGE und PLATT(1976) und im LINCKE und BAUR(1970) gilt für die spektrale Abhängigkeit der Bodenalbedo über einer Wasseroberfläche näherungsweise in den benutzten Spektralintervallen:

0.3 - 0.4 μm	$A_{B\lambda} = 0.74 A_B$
0.4 - 0.5 μm	$A_{B\lambda} = 0.89 A_B$
0.5 - 0.6 μm	$A_{B\lambda} = 1.19 A_B$
0.6 - 0.7 μm	$A_{B\lambda} = 1.33 A_B$
0.7 - 1.3 μm	$A_{B\lambda} = 1.19 A_B$
1.3 - 3.7 μm	$A_{B\lambda} = 0.35 A_B$

mit A_B := mittlere Bodenalbedo für 0.3 bis 3.7 μm und $\theta=0^\circ$

Die in dieser Arbeit benutzten Werte der Bodenalbedo stammen für die zonalen Berechnungen von BAUMGARTNER(1976) und für lokale Berechnungen über dem Nordatlantik von PAYNE(1972).

4.3 Extinktion durch Wolkenelemente

Wolkenelemente sind Wassertröpfchen und Eiskristalle. Ob eine Wolke eine Eis-, Wasser- oder Mischwolke ist, hängt von der Temperatur ab. So entstehen Eiskristalle erst bei Temperaturen unterhalb von -5°C , wobei unterkühlte Wassertröpfchen noch bis zu einer Temperatur von -39°C existieren können. Für die Berechnung der vollständig die Strahlungsübertragung bestimmenden Parameter Extinktionskoeffizient, single scattering albedo und Anisotropiefaktor mit Hilfe der MIE'schen Theorie werden die Größenverteilungen und der komplexe Brechungsindex der Wolkenelemente benötigt. Da sich sowohl die Größenverteilungen als auch der komplexe Brechungsindex für Wassertröpfchen und Eiskristalle unterscheiden, müssen die MIE-Rechnungen für beide Arten der Wolkenelemente durchgeführt werden.

4.3.1 Komplexer Brechungsindex und MIE-Rechnung

Der komplexe Brechungsindex beschreibt das optische Verhalten der Materie. Er setzt sich zusammen aus dem Realteil, der das Brechungsverhalten bezüglich des Vakuums angibt, und dem Imaginärteil, der das Absorptionsvermögen der Materie beschreibt. Wenn zusätzlich zum komplexen Brechungsindex die Größenverteilung bekannt ist, können mit Hilfe der MIE-Theorie die oben angeführten optischen Parameter bei einer bestimmten Wellenlänge für eine isolierte homogene Kugel berechnet werden. Die Berechnung muß dann aufgrund der Abhängigkeit vom MIE'schen Größenparameter $2\pi r/\lambda$, wobei r der Teilchenradius und λ die Wellenlänge ist, nicht nur für alle Wellenlängen, sondern auch für alle charakteristischen Stützstellen einer Größenverteilung durchgeführt werden. Eine Wichtung über die Radienintervalle der Stützstellen der Radienbereiche und über die geometrischen Querschnittsflächen aller Teilchen dieser Radienintervalle liefert dann für jede Wellenlänge das für die Größenverteilung und für die Teilchenart typische Streu- und Absorptionsverhalten.

4.3.2 Extinktion durch Wassertröpfchen

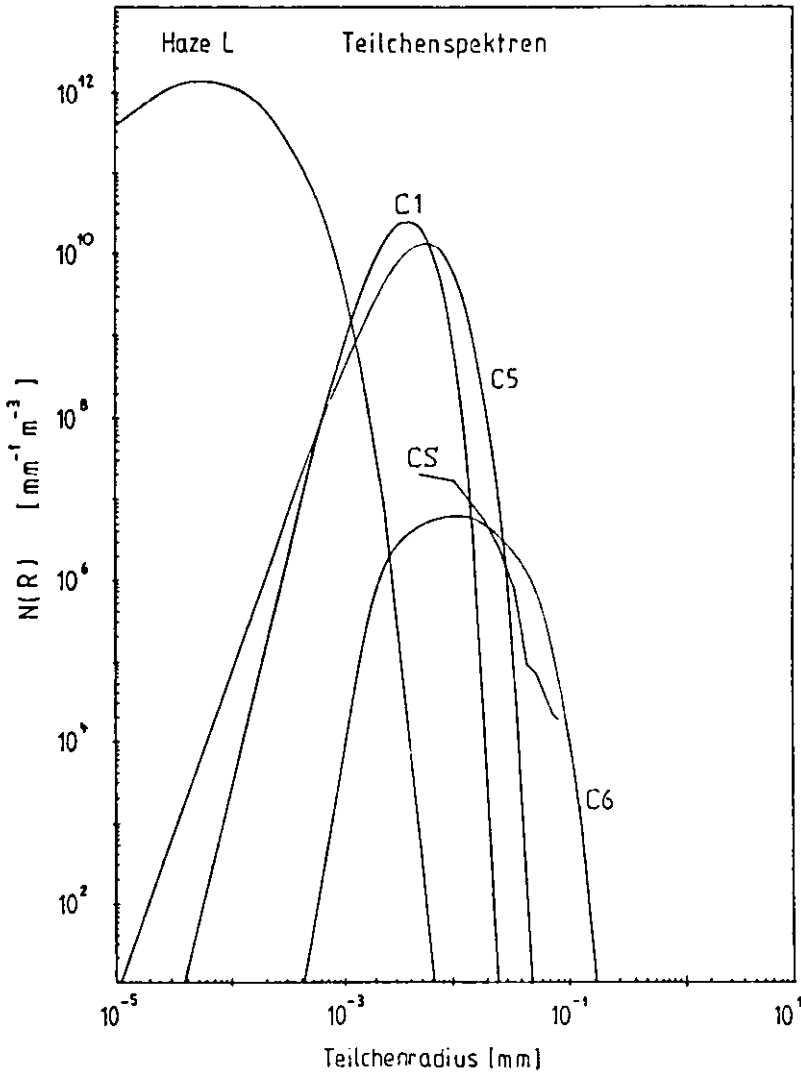
Für Wasser liegt der Realteil des komplexen Brechungsindex im sichtbaren Spektralbereich bei 1.33, der Imaginärteil ist hier vernachlässigbar klein. Bei Wellenlängen oberhalb von 1µm hingegen steigt die Absorption stark an, während die Streuung etwas abnimmt. Die für die MIE-Rechnungen verwendeten Werte des komplexen Brechungsindex stammen aus einem Tabellenwerk von IRVINE und POLLACK (1969). Für die benötigten Größenverteilungen der Wolken-tröpfchen werden modifizierte Gammaverteilungen von DEIRMENDJIAN(1969 und 1975) verwendet. Diese zeigt Tabelle 4.2. Maritime Wolken werden durch die C5- und C6-Verteilung beschrieben, die mitaufgeführte C1-Verteilung diente lediglich zu Vergleichsrechnungen.

Tabelle 4.2 : Modifizierte Gammaverteilungen der Tropfen-größenspektren nach DEIRMENDJIAN. Angegeben sind die Tropfenzahl pro Volumen- und Radiusintervall $n(r)$, der Mode-Radius r_{mode} , der Flüssigwassergehalt LWC und die Gesamtzahl der Tropfen der Verteilungen N . r_{mode} ist der am häufigsten auftretende Radius einer Größenverteilung

Verteilung	$n(r)$ in $cm^{-3}\mu m^{-1}$	N in cm^{-3}	LWC in $g\ m^{-3}$	r_{mode} in μm
C1	$2.373r^6 \exp(1.5r)$	100	0.0624	4
C5	$0.5487r^4 \exp(0.667r)$	100	0.297	6
C6	$5.0 \cdot 10^{-5} r^2 \exp(r)$	0.1	0.025	20

Die Größenverteilungen zeigt Abbildung 4.1. Die für die verschiedenen Tropfenspektren berechneten integralen MIE-Parameter ω_0 , g und β_{ext} sind zusammen mit den entsprechenden Werten für die Aerosolteilchen und die Eiskristalle in Tabelle 4.3 aufgeführt.

Abbildung 4.1: Tropfengrößenspektren für die Gammaverteilungen nach DEIRMENDJIAN(1969) und die HEYMSFIELD-ONO-Verteilung nach KINNE(1981) für einen Cirrostratus Cs.



4.3.3 Extinktion durch Eiskristalle

Eis hat den niedrigsten Brechungsindex aller Mineralien und ist schwach doppelbrechend, eine Eigenschaft, die in diesem Modell vernachlässigt wird. Der Realteil und der Imaginärteil des komplexen Brechungsindex des Eises unterscheiden sich im Sichtbaren nur wenig von denen des Wassers. Im Wellenlängenbereich oberhalb von 1µm hingegen liegt der Imaginärteil für Eis deutlich höher als der für

Wasser, das bedeutet, daß Eis bei diesen Wellenlängen stärker absorbiert. Die im Modell benutzten Werte des komplexen Brechungsindex stammen im Bereich des nahen Infrarots von SCHAAF und WILLIAMS(1973), im Sichtbaren gehen die Werte auf KNOLLENBERG(1977) und HOBBS(1974) zurück. Um die Cirrostratusverteilung für Kugeln zu berechnen, wurde eine von HEYMSFIELD(1975) gemessene Kristalllängenverteilung für einen Cirrostratus und ein Kristalllängen-Breiten-Verhältnis von ONO(1969) benutzt. Berechnet wurde die Verteilung für oberflächengleiche Kugeln, die nach KINNE(1981) die beste Näherung für die Berechnung der optischen Parameter der Eiskristalle mit Hilfe der MIE-Theorie darstellen. Trotzdem sind die so berechneten Werte nicht korrekt. Der Grund dafür ist die Anisotropie der Eiskristalle. Die MIE-Theorie gilt jedoch nur für homogene Kugeln. Die berechneten Werte wurden daher noch mit einem von KINNE(1981) angegebenen Verfahren mit Hilfe von Korrekturfaktoren korrigiert. Die berechneten und korrigierten integralen MIE-Parameter zeigt Tabelle 4.3, die HEYMSFIELD-ONO-Verteilung zeigt Abbildung 4.1.

4.4 Extinktion durch Aerosolteilchen

Die Zahl und Art der Aerosolteilchen in der Atmosphäre hängen stark von der geographischen Lage ab. Dabei kann grob unterschieden werden zwischen maritimen und kontinentalen Gebieten. In den wenig vom Menschen beeinflussten maritimen Gebieten ist zum einen die Zahl der Aerosolteilchen geringer, zum anderen besitzen die maritimen Aerosolteilchen eine geringere Absorptionsfähigkeit. Maß für die Absorptionsfähigkeit ist der Imaginärteil des komplexen Brechungsindex. Bei einer angenommenen Teilchendichte von 2 bis 3gcm^{-3} wurden Imaginärteile von 0.001 bis 0.03 für maritime Aerosolteilchen gemessen, für kontinentale wurden hingegen Werte von bis zu 0.5 für Ruß gemessen (GRASSL, 1978, KINNE, 1981). Maritime Aerosolteilchen sind außerdem

im allgemeinen löslich. Da über 70% der Erdoberfläche mit Ozeanen bedeckt sind, werden die Berechnungen in dieser Arbeit vorwiegend für maritime Gebiete durchgeführt. Dieses erlaubt eine Beschränkung auf maritime Aerosolteilchen für alle folgenden Rechnungen und damit gleichzeitig einige drastische Vereinfachungen des Modells. Diese sind im folgenden aufgeführt.

Die Aerosolteilchen beeinflussen nämlich nicht nur die Größenverteilung der Wolkenelemente, wie es mit dem Wolkenbildungsmodell von MASON(1971), erwähnt in Kapitel 2, gezeigt werden kann, sondern sie beeinflussen gleichzeitig noch die optischen Parameter der Wolkenelemente, da sie als Kondensationskerne dienen. Außerdem besitzen sie die Eigenschaft, bei zunehmender relativer Feuchte zu quellen. Der Einfluß der Aerosolteilchen auf die Größenverteilungen der Wolkenelemente kann generell vernachlässigt werden, indem man typische Größenverteilungen wählt, wie zum Beispiel eine C5-Verteilung für einen maritimen Stratus. Der Einfluß auf die optischen Parameter darf dagegen nicht allgemein vernachlässigt werden. Aufgrund der geringen Absorption von maritimen Aerosolteilchen ist dieses jedoch für diesen Aerosolteilchentyp erlaubt, wie GRASSL(1978) zeigte. Danach beträgt der Unterschied im für die Absorption maßgeblichen Term $(1-\omega_0)$ im Bereich fehlender Absorption durch das Wolkenwasser nur $1 \cdot 10^{-3}$, wenn man die Rechnungen statt für reines Wasser für ein Aerosolteilchen-Wasser-Gemisch durchführt. Im Bereich stärkerer Absorption durch das Wolkenwasser wächst dieser Unterschied zwar an, doch überwiegt dann der Einfluß des Wassers auf die Absorption. Daher wird im Modell die MIE-Rechnung stets für reines Wasser oder Eis durchgeführt. Für das Quellen der Aerosolteilchen in Abhängigkeit von der relativen Feuchte gilt, daß sich der Brechungsindex der Aerosolteilchen mit zunehmendem Aufquellen dem des reinen Wassers nähert. Dieses ist in den Wolken der Fall für die aktivierten Aerosolteilchen. Außerhalb der Wolken liegen in diesem Modell die relativen Feuchten bei maximal 75%(siehe Abb. 4.6).

Diese bewirken nach HÄNEL(1970) ein Anwachsen des Radius der Aerosolteilchen auf den 1.2-fachen Wert des Trockenradius. Bei diesem geringen Zuwachs kann davon ausgegangen werden, daß man keinen großen Fehler begeht, wenn man nur die trockene Aerosolteilchenmasse berücksichtigt.

Die optischen Parameter der Aerosolteilchen wurden von NEWIGER(persönliche Mitteilung) übernommen. Sie gelten für maritime Aerosolteilchen mit einer Haze L-Verteilung und entsprechen den von ELTERMANN(1965) angegebenen Werten. Tabelle 4.3 zeigt die verwendeten integralen MIE-Parameter, Abbildung 4.1 die Haze L-Verteilung.

4.4.1 Aerosolteilchenzahldichte

Die Aerosolteilchenzahldichte nimmt im Modell mit der Höhe exponentiell ab. Gewählt wurde eine Skalenhöhe von 1250m und eine Aerosolteilchenzahldichte am Boden von $5 \cdot 10^6 \text{ m}^{-3}$. Bei einer angenommenen Teilchendichte von 2 g cm^{-3} entspricht die Aerosolteilchenzahldichte am Boden einer Aerosolteilchenmasse von ungefähr $4.2 \mu \text{ g m}^{-3}$. Dieses steht in Einklang mit Messungen von MANSON(1961), nach denen die Aerosolteilchenmasse für maritime Gebiete in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit 4 bis $100 \mu \text{ g m}^{-3}$ beträgt. Die optische Dicke der Aerosolteilchen beträgt dann im Modell für die gesamte Troposphäre $\tau_{0.55} = 0.01$. Dieses entspricht Reinstluftgebieten. Diese geringe Aerosolteilchenzahldichte wurde gewählt, weil in dieser Arbeit der Schwerpunkt der Untersuchungen auf dem Einfluß der Wolken auf die Strahlungsübertragung liegt und der größte Teil der Berechnungen für maritime Gebiete durchgeführt wird.

Tabelle 4.3 : Single scattering albedo ω_0 , Anisotropiefaktor g und Extinktionskoeffizient β_{ext} für die Tropfenspektren C1(Wasser), C5(Wasser), C6(Wasser), Cs(Eis) und für die Aerosolteilchen. λ gibt hier die zentrale Wellenlänge der einzelnen Spektralintervalle an.

λ [μm]	C1	C5	C6	Cs	Aerosol-
	single scattering albedo				teilchen
0.350	0.99999827	0.99999714	0.99998814	0.99999350	0.95388634
0.450	0.99999964	0.99999946	0.99999863	0.99999917	0.96399625
0.550	0.99999964	0.99999923	0.99999636	0.99999803	0.96962862
0.650	0.99999988	0.99999958	0.99999845	0.99999911	0.97441156
1.008	0.99973893	0.99956590	0.99804050	0.9999995	0.98099764
1.582	0.99472076	0.99171358	0.96491855	0.9642138	0.98282351
2.173	0.97452450	0.95837700	0.94712106	0.9476303	0.98149420
3.080	0.53974879	0.50586480	0.52282703	0.6179244	0.97680763
Anisotropiefaktor					
0.350	0.8511199	0.8674011	0.8763732	0.8781983	0.134556
0.450	0.8571852	0.8654816	0.8785684	0.8768780	0.084242
0.550	0.8555925	0.8645226	0.8790639	0.8772910	0.057683
0.650	0.8507521	0.8588030	0.8782440	0.8751482	0.041957
1.008	0.8371360	0.8464934	0.8771065	0.8737820	0.015734
1.582	0.8208359	0.8480404	0.8838263	0.8824063	0.007455
2.173	0.8071842	0.8592262	0.9064812	0.8852274	0.003939
3.080	0.9256338	0.9544685	0.9726289	0.9673201	0.002097
Extinktionskoeffizient in m^{-1}					
	normiert auf einen LWC von 1 gm^{-3}				für Haze L
0.350	0.2541966	0.1502358	0.0316119	0.0566039	0.00049043
0.450	0.2637890	0.1473720	0.0317783	0.0568099	0.00050494
0.550	0.2653877	0.1491240	0.0330064	0.0574249	0.00050793
0.650	0.2677858	0.1438679	0.0318209	0.0563292	0.00049790
1.008	0.2746603	0.1527291	0.0319957	0.0588871	0.00041570
1.582	0.2828137	0.1578841	0.0322047	0.0595838	0.00026520
2.173	0.2919265	0.1570418	0.0324222	0.0578700	0.00016118
3.080	0.3071143	0.1620283	0.0327591	0.0599171	0.00007854

4.5 Gasabsorption

In der Atmosphäre existieren in nahezu allen Spektralbereichen Absorptionslinien und -banden der Gase. Im solaren Spektralbereich sind die wichtigsten Absorber das Ozon und der Wasserdampf. Für das verwendete Rechenmodell muß die Transmissionsfunktion in Form des LAMBERT'schen Gesetzes vorliegen. Dieses bedingt eigentlich eine Integration über alle Absorptionslinien aller Gase, was den Rechenaufwand immens erhöhen würde. Gefordert ist vielmehr eine Beschreibung der Absorption in größeren Spektralintervallen, wobei nur die wichtigsten Absorber berücksichtigt werden.

4.5.1 Wasserdampf

Der Wasserdampf ist auch im solaren Spektralbereich ein wichtiger Absorber, lediglich der sichtbare Teil des Spektrums ist weitgehend frei von Absorptionslinien. Der Wasserdampf besitzt im Bereich von 0.7 bis 3.7 μm Wellenlänge mehrere Rotationsschwingungsbanden. Wie oben angeführt, muß für das Rechenmodell die Transmissionsfunktion in Form des LAMBERT'schen Gesetzes vorliegen. Dieses erfordert die Entwicklung einer spektralen Transmissionsfunktion der Form

$$T_{r,v} = k_v m^\beta \left(\frac{p}{p_0} \right)^\gamma \quad (46)$$

mit β, γ := empirische Koeffizienten
 m := Absorbermasse in gcm^{-2}
 p := Luftdruck
 p_0 := Luftdruck am Erdboden

in eine Exponentialreihe entsprechend

$$T_r(m) = \sum_{i=1}^{N_1} a_i \exp(-b_i \cdot m) \quad \text{mit} \quad \sum_{i=1}^{N_1} a_i = 1 \quad (47)$$

mit a_i := Wichtungsfaktor

N_1 := Zahl der Entwicklungskoeffizienten

b_i := Abs.-Koeffizient der Exponentialreihenentw. in g^{-1}cm^2

Die spektrale Transmissionsfunktion stammt aus den Meßdaten von MOSKALENKO(1969). Nach GRASSL(1978) ist eine Exponentialreihenentwicklung mit sechs Entwicklungstermen hinreichend genau..Tabelle 4.4 zeigt die verwendeten Absorptionskoeffizienten und Wichtungskoeffizienten. Der Wasserdampf beeinflusst die Strahlungsübertragung nur in der unteren Atmosphäre, da seine Konzentration oberhalb der Tropopause nur gering ist. Dabei zeigt der Wasserdampfgehalt in der Troposphäre eine ausgeprägte Höhenabhängigkeit, auf die im Kapitel 4.7.1 bei der Darstellung der verwendeten Modellatmosphären noch näher eingegangen wird.

Tabelle 4.4 : Wasserdampfabsorptions- und Wichtungskoeffizienten der Exponentialreihenentwicklung im Spektralbereich von 0.7 bis 3.7 μm .

Spektralbereich in μm	a_i	b_i in g^{-1}cm^2	Spektralbereich in μm	a_i	b_i in g^{-1}cm^2
0.70 - 1.30	0.5887	0.01262	1.85 - 2.50	0.6246	19.764
	0.1874	0.15933		0.1355	73.27
	0.1176	0.85394		0.0917	292.25
	0.0654	4.28		0.0911	1354.6
	0.0295	26.7		0.0427	7925.2
	0.01102	252.12		0.0136	67316.0
1.30 - 1.85	0.4866	0.1305	2.50 - 3.70	0.2203	18.7
	0.1859	0.85593		0.2291	75.42
	0.1565	4.084		0.1667	324.9
	0.1088	18.64		0.1693	1555.9
	0.0460	102.26		0.1369	9241.9
	0.0155	803.20		0.0774	77482.0

4.5.2 Ozon

Das Ozon greift in der unteren Atmosphäre im Gegensatz zum Wasserdampf kaum in die Strahlungsübertragung ein, da es sein Konzentrationsmaximum in der Stratosphäre besitzt. Für die Modellrechnungen wurde ein mittlerer Ozongehalt von 0.3 atm cm angenommen (LINCKE und BAUR, 1970). Das Ozon bestimmt im Ultravioletten weitgehend die in die untere Atmosphäre vordringende Strahlung. Im Sichtbaren liegen zwei Banden des Ozons, die HARTLEY- und die CHAPPIUS-Bande. Im Modell wurden die Ozonabsorptionskoeffizienten $a_{\nu O_3}$ von LINCKE und BAUR(1970) verwendet. Diese zeigt Tabelle 4.5 .

Tabelle 4.5 : Ozonabsorptionskoeffizienten $a_{\nu O_3}$

Wellenlängenintervall Angaben in μm	Ozonabsorptionskoeffizient $a_{\nu O_3}$ in $(\text{cm NPT})^{-1}$
0.3 - 0.4	0.8
0.4 - 0.5	0.0087
0.5 - 0.6	0.0864
0.6 - 0.7	0.076
0.7 - 1.3	0.01

In dieser Arbeit wurde die Ozonabsorption nur insofern berücksichtigt, als sie die einfallende solare Strahlung schwächt und Einfluß auf die planetare Albedo A_p hat. Die Schwächung der Strahlung wurde dabei jeweils nach dem LAMBERT'schen Gesetz berechnet gemäß

$$F_{\nu \downarrow}(0) = F_{\nu \downarrow \text{extr}} \cdot \exp(-a_{\nu O_3} \cdot 0.3 \text{ atm cm} / \mu_0) \quad (48)$$

Während bei der Berechnung der Absorption durch das Ozon für die einfallende Strahlung $F_{\nu \downarrow \text{extr}}$ nur der Cosinus des Zenitwinkels der Sonne benutzt wird, ist dieses für die Berechnung der Schwächung des ausfallenden Strahlungsflusses $F_{\nu \uparrow}(0)$ nicht erlaubt. Dort muß vielmehr die Verteilung der Strahldichten auf die einzelnen Zenitwinkel

berücksichtigt werden. Diese liefert das Strahlungsübertragungsmodell aber nicht, da es nur die Strahlungsflüsse nach oben und unten berechnet. Um die Strahldichtenverteilung zu berücksichtigen, wurde daher ein mittlerer Cosinus des Zenitwinkels von $1/\mu = 1.66$ verwendet, wie er von GOODY(1964) angegeben ist.

4.6 RAYLEIGH-Streuung

Die RAYLEIGH-Streuung wird durch die Luftmoleküle verursacht, wobei die Vor- und Rückwärtsstreuung gleich groß sind. Im Sichtbaren darf sie nicht vernachlässigt werden, erst bei Wellenlängen von mehr als $0.7\mu\text{m}$ nimmt ihr Einfluß aufgrund der Proportionalität zu λ^{-4} rasch ab. Die RAYLEIGH-Streuung geht wie die integralen MIE-Parameter in das Rechenmodell ein. Dabei gilt, daß der Anisotropiefaktor g gleich 0 und die single scattering albedo gleich 1 sind. Die Berechnung der optischen Dicke erfolgte gemäß der Herleitung im PALTRIDGE und PLATT(1976). Danach gilt:

$$\tau_{R\lambda} = \int_0^{\infty} \beta_{R\lambda} \cdot dz \quad (49)$$

mit $\beta_{R\lambda} :=$ Volumenstreckoeffizient

Der Volumenstreckoeffizient berechnet sich zu:

$$\beta_{R\lambda} = \frac{8\pi^3}{3} \frac{(n^2 - 1)^2}{\lambda^4 \cdot \hat{N}} \left(\frac{6 + 3 S_n}{6 - 7 S_n} \right) \quad (50)$$

mit $\hat{N} :=$ LOSCHMIDT-Zahl

$n :=$ Brechungsindex der Luftmoleküle

$S_n := 0.035 :=$ Depolarisationsgrad

Dabei wird die optische Anisotropie der Moleküle durch den Term $(6+3S_n)/(6-7S_n)$ berücksichtigt. Der Brechungsindex ist wellenlängenabhängig und wird nach

$$n = 1 + \left(2876.0305 + \frac{16.2876}{\lambda^2} + \frac{0.13638}{\lambda^4} \right) \cdot 10^{-7} \quad (51)$$

berechnet.

4.7 Modellatmosphären

Da die Rechnungen für verschiedene geographische Breiten und Jahreszeiten durchgeführt werden sollen, müssen Druck, Temperatur, Wasserdampfgehalt und Luftdichte jeweils entsprechend im Modell variiert werden. Um Rechenzeit zu sparen, wurden möglichst einfache Ansätze für die Berechnung gewählt. Für die Berechnung der Temperatur wurde angenommen, daß diese konstant mit 0.65K pro 100m Höhe abnimmt. An den Wolkenobergrenzen liegt eine Inversion von 3K. Der Wasserdampfgehalt der Modellschichten wurde mit Hilfe einer empirischen Formel über die Dampfdruckabnahme mit der Höhe (MÖLLER, 1973) berechnet:

$$e(z) = e_0 \cdot 10^{-(1+z/8000) \cdot (z/8000)} \quad \text{mit } z := \text{Höhe in m} \quad (51)$$

Der Dampfdruck am Boden e_0 ergibt sich aus der relativen Feuchte am Boden f_0 und dem Sättigungsdampfdruck am Boden e_{osat} zu:

$$e_0 = f_0 \cdot e_{\text{osat}} \quad (52)$$

Analog ergibt sich aus dem Dampfdruck e und dem Sättigungsdampfdruck e_{sat} einer Modellschicht die relative Feuchte f der Schicht.

Der Luftdruck wurde mit der barometrischen Höhenformel berechnet zu:

$$p(z) = p_0 \cdot \exp\left(-\frac{z \cdot g}{R_L \cdot T_{v0}}\right) \quad (53)$$

mit $T_{v0} :=$ virtuelle Temperatur am Boden

$R_L :=$ Gaskonstante für Luft

Die Luftdichte ist durch die Gasgleichung bestimmt:

$$S_L = \frac{p(z)}{R_L \cdot T(z)} \quad (54)$$

Eingabeparameter für die Berechnung der Modellatmosphären sind somit:

- die Bodentemperatur T_0
- die relative Feuchte am Boden f_0
- der Luftdruck am Boden p_0

4.7.1 Reduktion der Atmosphäreneingabeparameter

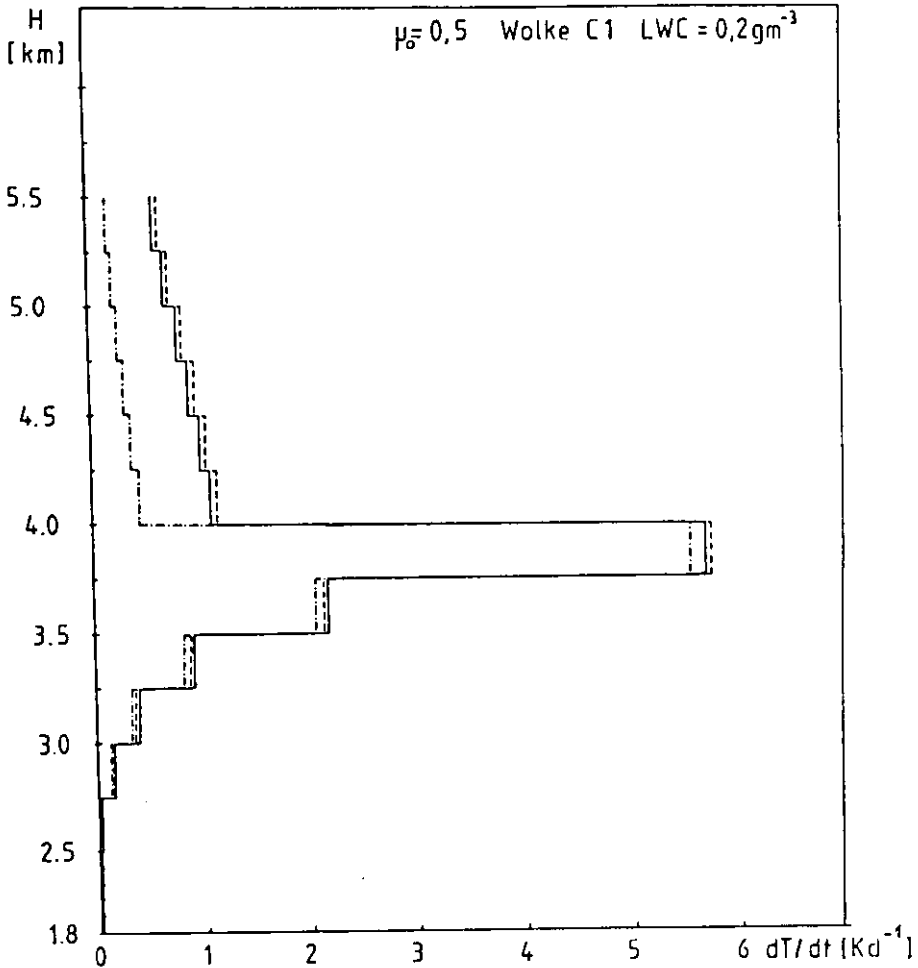
Um festzustellen, welche der atmosphärischen Parameter in Abhängigkeit von der geographischen Breite variiert werden müssen, wurden Bodendruck p_0 , relative Feuchte am Boden f_0 und Bodentemperatur T_0 geändert und ihr Einfluß auf Erwärmungsraten und planetare Albedo untersucht. Eine Änderung des Bodendrucks ergab keine Änderung der Erwärmungsraten und der planetaren Albedo für die einzelnen Wolkentypen. Die Änderungen der Erwärmungsraten für einen Altostratus durch die Variation der Bodentemperatur T_0 und der relativen Feuchte am Boden f_0 zeigt Abbildung 4.3. Die Änderungen, die durch eine Erhöhung der relativen Feuchte von 20% am Boden verursacht werden, sind nur gering und betragen maximal 0.1K/d. Dagegen betragen die durch eine Änderung der Bodentemperatur von 40K verursachten Änderungen der Erwärmungsraten bis zu 0.7K/d. Die entsprechenden Änderungen der planetaren Albedo A_p für die gleiche Wolke zeigt Tabelle 4.6. Eine Änderung des Bodendrucks p_0 ergibt wiederum keine wesentliche Änderung. Der Einfluß einer Variation der relativen Feuchte am Boden f_0 ist ebenfalls nur klein. Aufgrund dieser Ergebnisse wurden $p_0=1013\text{hPa}$ und $f_0=0.6$ gewählt.

Tabelle 4.6: Planetare Albedo A_p für einen Altostratus in 2500 bis 4000m Höhe mit einem $G1$ -Tropfenspektrum. Die Verteilung des Flüssigwassers in der Wolke wird durch ein parabolisches Profil beschrieben, wie es in Kapitel 5.1 gezeigt wird in Abbildung 5.1. Die mittlere Bodenalbedo A_B beträgt 5%, der Cosinus des Zenitwinkels $\mu_0=0.5$.

T_0 in K	p_0 in hPa	f_0 in %	A_p in Anteilen des einfallenden Strahlungsflusses
298	1013	60	0.7447
288	1013	60	0.7574
258	1013	60	0.7815
288	1040	60	0.7574
288	980	60	0.7574
288	1013	80	0.7551

Abbildung 4.3 : Erwärmungsraten dT/dt für den Altostratus aus Tabelle 4.6 .

- $T_o=258K$, $f_o=60\%$, $p_o=1013hPa$
- $T_o=298K$, $f_o=60\%$, $p_o=1013hPa$
- $T_o=298K$, $f_o=80\%$, $p_o=1013hPa$



Ein Beispiel für eine Modellatmosphäre zeigen die Abbildungen 4.4 bis 4.7 für die Temperatur T , den Luftdruck p , die relative Feuchte f und die Wasserdampfdichte ρ_{WD} in Abhängigkeit von der Höhe H .

Abbildungen 4.4 bis 4.7 : Temperatur T , Druck p , relative Feuchte f und Wasserdampfdichte ρ_{WD} in Abhängigkeit von der Höhe für eine Modellatmosphäre mit $T_0=277K$, $f_0=60\%$ und $p_0=1013hPa$. Zum Vergleich sind der Temperatur- und Druckverlauf für eine U.S.-Standardatmosphäre eingetragen.

Abb. 4.4

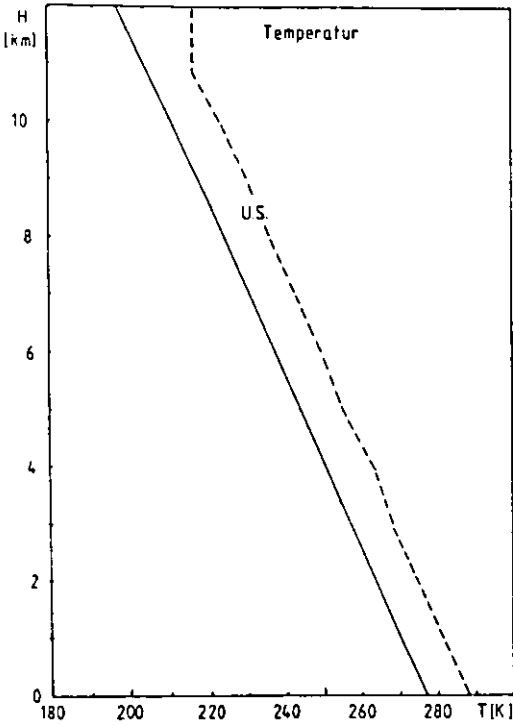


Abb. 4.5

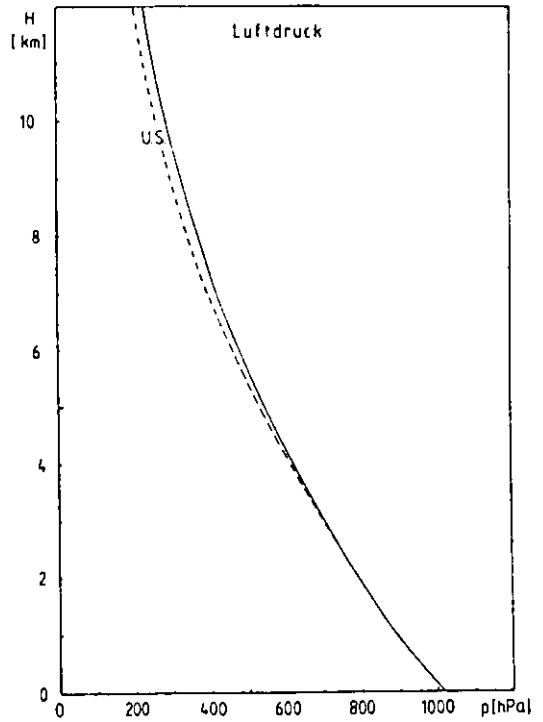


Abb. 4.6

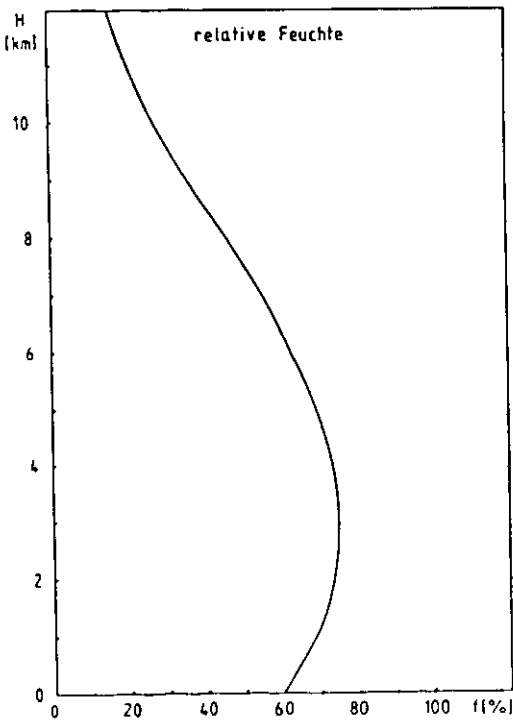
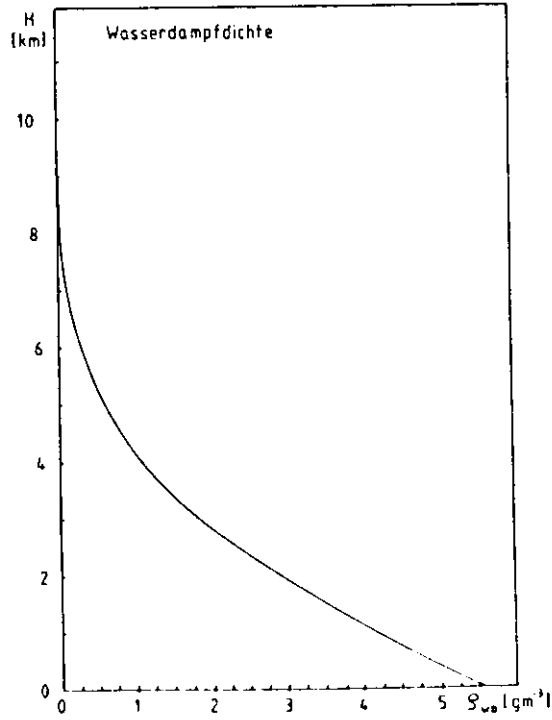


Abb. 4.7



4.8 Schichteinteilung

Die Obergrenze der Atmosphäre liegt für alle geographischen Breiten in einheitlich 12km Höhe. Sie ist unterteilt in 55 homogene Schichten. Im Bereich von 2.5 bis 12 km Höhe liegen die Schichtdicken zwischen 250 und 500m , im Bereich von 2.5km Höhe bis zum Boden zwischen 50 und 175m . Die Höheneinteilung ist so festgelegt, daß alle Wolkenhöhenlagen nach dem Wolkenatlas von TELEGADAS und LONDON(1954) erfaßt wurden.

Tabelle 4.7 : Schichteinteilung des Modells, Angaben in Metern. Die durchgezogenen Linien geben die Einteilung nach TELEGADAS und LONDON(1954) an.

1) 12000-11750	19) 6000- 5750	37) 1940- 1800
2) 11750-11500	20) 5750- 5500	38) 1800- 1625
3) 11500-11000	21) 5500- 5250	39) 1625- 1450
4) 11000-10500	22) 5250- 5000	40) 1450- 1350
5) 10500-10250	23) 5000- 4750	41) 1350- 1250
6) 10250-10000	24) 4750- 4500	42) 1250- 1150
7) 10000- 9750	25) 4500- 4250	43) 1150- 1050
8) 9750- 9500	26) 4250- 4000	44) 1050- 950
9) 9500- 9000	27) 4000- 3750	45) 950- 900
10) 9000- 8500	28) 3750- 3500	46) 900- 850
11) 8500- 8250	29) 3500- 3250	47) 850- 750
12) 8250- 8000	30) 3250- 3000	48) 750- 650
13) 8000- 7750	31) 3000- 2750	49) 650- 550
14) 7750- 7500	32) 2750- 2500	50) 550- 450
15) 7500- 7000	33) 2500- 2360	51) 450- 350
16) 7000- 6500	34) 2360- 2220	52) 350- 250
17) 6500- 6250	35) 2220- 2080	53) 250- 150
18) 6250- 6000	36) 2080- 1940	54) 150- 50
		55) 50- 0

5. Rechenergebnisse

Zunächst wird in diesem Kapitel auf die Verteilung des Flüssigwassers in den Wolken und deren Einfluß auf die Albedo und die Erwärmungsraten eingegangen. Dann werden einige grundlegende Ergebnisse über die Abhängigkeit der Albedo und der Erwärmungsraten von den optischen Parametern der Wolkenelemente präsentiert, wobei auch der Einfluß der anderen Absorber und Streuer in der Atmosphäre untersucht wurde. Diese Erkenntnisse werden benötigt für die Erläuterung der folgenden Rechenergebnisse für die verschiedenen Wolken und Wolkenkombinationen in einem eindimensionalen Modell. Zum Schluß dieses Kapitels wird der Einfluß der Überlappung von Wolken auf die mittlere lokale Albedo und die mittleren Erwärmungsraten untersucht.



5.1 Einfluß des Flüssigwasserprofils der Wolken

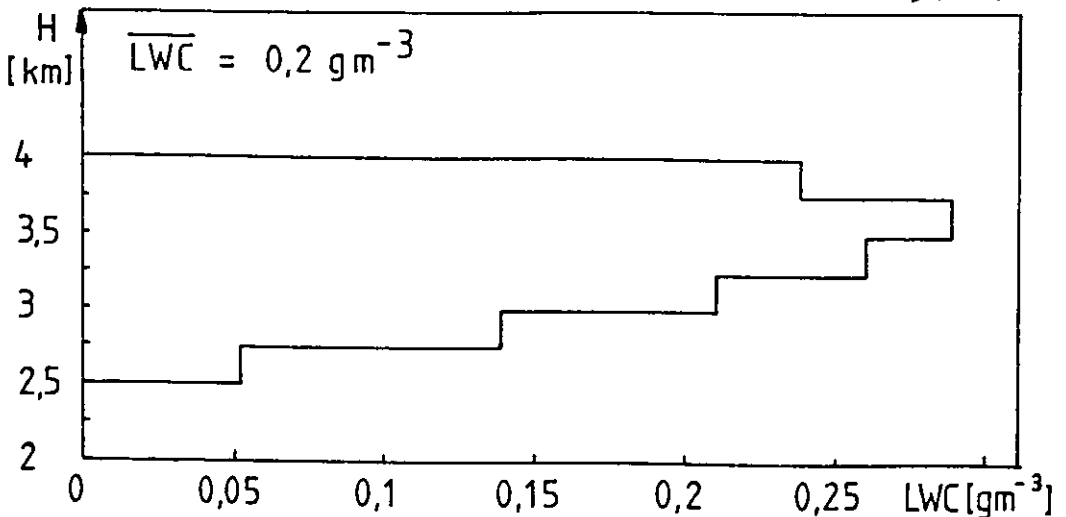
Aufgrund von Meßergebnissen der vertikalen Verteilung des Flüssigwassers in Wolken nach PRUPPACHER(1976) wurde ein parabolisches Profil des LWC in Abhängigkeit von der Wolkenhöhe gewählt. Der maximale LWC beträgt das 1.5-fache des durchschnittlichen Gehaltes. Analog zu den Meßergebnissen erlaubt das Modell eine Variation der Lage des Maximums zwischen 50% und 90% der vertikalen Erstreckung einer Wolke, gerechnet von der Wolkenbasis aus. Wie Vergleichsrechnungen für verschiedene Wolkentypen, für die verschiedene Profile des Flüssigwassergehaltes in Abhängigkeit von der Wolkenhöhe angenommen wurden, zeigten, hat die Verteilung des LWC in einer Wolke keinen Einfluß auf die planetare Albedo A_p . Die Höhe der Erwärmungsraten dT/dt zeigt zwar deutliche Unterschiede für die einzelnen Schichten einer Wolke, jedoch bleibt auch sie gemittelt über die gesamte Wolken-
dicke konstant. Dies zeigt Tabelle 5.1 für einen Altostratus. Daher wird für die folgenden Rechnungen einheitlich ein parabolisches Profil des LWC mit einem Maximum

in 90% der Wolkenhöhe verwendet, wie es Abbildung 5.1 für einen Altostratus zeigt.

Tabelle 5.1 : Erwärmungsraten und planetare Albedo eines C5-Altostratus in 2500 bis 4000m Höhe als Funktion des LWC-Profiles. $T_0=277K$, $f_0=60\%$, $A_B=9\%$ für eine Meeresoberfläche, $\mu_0=0.3$ und $LWC=0.2gm^{-3}$. LWC=konst. steht für einen von der Wolkenhöhe unabhängigen LWC, Max=90% bzw. =50% stehen für ein parabolisches Profil mit einem maximalen LWC vom 1.5-fachen des mittleren LWC, wobei die Angabe in % die Lage des Maximums des LWC in % der Wolkenmächtigkeit oberhalb der Wolkenbasis angibt.

H_1 bis H_2 in m	Erwärmungsrate dT/dt in K/d		
	LWC=konst.	Max=90%	Max=50%
4000 - 3750	6.805	7.200	4.200
3750 - 3500	2.383	2.166	4.217
3500 - 3250	0.993	0.905	1.756
3250 - 3000	0.415	0.406	0.525
3000 - 2750	0.181	0.173	0.176
2750 - 2500	0.072	0.063	0.069
4000 - 2500	1.808	1.819	1.824
A_p in Anteilen des einfallenden Strahlungsflusses	0.684	0.685	0.683

Abbildung 5.1 : Verteilung des LWC für ein parabolisches Profil mit Max=90% in einem Altostratus wie in Tab.5.1 .



5.2 Abhängigkeit der planetaren Albedo von den integralen MIE-Parametern der Wolkenelemente

Um den Einfluß der integralen MIE-Parameter auf die planetare Albedo der Wolken zu untersuchen, wurden die folgenden Annahmen gemacht:

- der Extinktionskoeffizient β_{ext} ist im gesamten solaren Spektralbereich gleich 0.3 m^{-3} .
- die Wolke ist einheitlich 200m dick und liegt in 950 bis 1150m Höhe.
- die optische Dicke der Wolke wird durch einen von 0.02 bis 2.56 gm^{-3} variablen LWC verändert.
- die Bodenalbedo beträgt $A_B=9\%$ und ist nach Kapitel 4.2 spektral abhängig. Der untere Rand ist eine Meeresoberfläche.
- der Cosinus des Zenitwinkels beträgt $\mu_0=1.0$.
- die Bodentemperatur beträgt $T_0=277\text{K}$.

Die beiden anderen MIE-Parameter, die single scattering albedo ω_0 und der Anisotropiefaktor g wurden ebenfalls für den gesamten solaren Spektralbereich als konstant angenommen. Bei den verschiedenen Rechnungen wurde dann jeweils einer der beiden Parameter variiert.

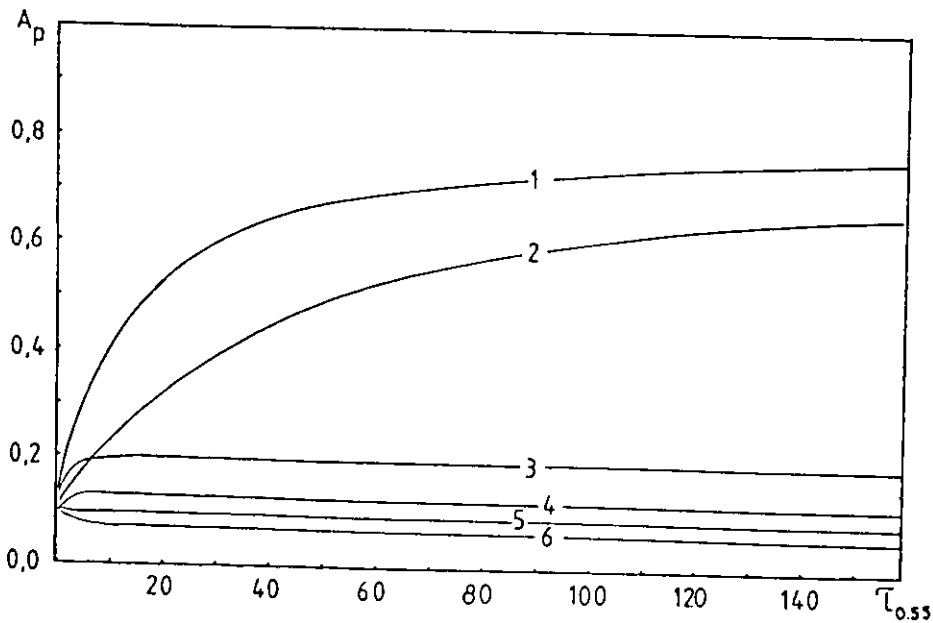
Abbildung 5.2 zeigt die wesentlichen Ergebnisse dieser Rechnungen:

- bei optisch dünnen Wolken ist die planetare Albedo näherungsweise gleich der Bodenalbedo.
- bei einer geringen Absorption der Wolken, d.h. $\omega_0 \approx 1$, steigt die planetare Albedo mit zunehmender optischer Dicke der Wolken im Bereich optisch dünner Wolken stark an. Dieser Anstieg verläuft bei hohen optischen Dicken erheblich langsamer, die planetare Albedo nähert sich dort einem Grenzwert.
- eine erhöhte Absorption der Wolken bewirkt eine starke Abnahme der planetaren Albedo. Dabei verringert sich die Transmission weniger stark, als die Absorption zunimmt. Der Grund ist, daß sich die Transmission nur um den Betrag der nach unten gerichteten zusätzlich absorbierten Strahlung verringert, während ein Teil des nach oben gerichteten Strahlungsflusses zusätzlich absorbiert wird.

- eine verstärkte Vorwärtsstreuung der Wolkenelemente bewirkt eine weitere Abnahme der planetaren Albedo. Dadurch wird der nach unten gerichtete Fluß der Streustrahlung erhöht, was bei optisch dünnen Wolken zu einer Erhöhung der Transmission und bei optisch dicken Wolken zu einer vermehrten Absorption führt.

Abbildung 5.2 : Integrierte planetare Albedo A_p von Modellwolken in einer Höhe von 950 bis 1150m als Funktion der optischen Dicke $\tau_{0.55}$ der Wolke. $\mu_0=1.0$, $T_0=277K$, $A_B=9\%$ für eine Ozeanoberfläche, $0.02 \leq LWC \leq 2.56gm^{-3}$. Die optischen Parameter der Wolken sind konstant für den gesamten solaren Spektralbereich. Der Extinktionskoeffizient beträgt einheitlich $\beta_{ext}=0.3 m^{-1}$ für einen LWC von $1 gm^{-3}$, Aerosolteilchenzahldichte am Boden $n_{oaer}= 5 \cdot 10^6 m^{-3}$

- 1) $\omega_0=0.99999999$ und $g=0.85$
- 2) $\omega_0=0.99999999$ und $g=0.95$
- 3) $\omega_0=0.95$ und $g=0.85$
- 4) $\omega_0=0.95$ und $g=0.95$
- 5) $\omega_0=0.9$ und $g=0.85$
- 6) $\omega_0=0.9$ und $g=0.95$



5.3 Einflüsse des Wasserdampfes, der Aerosolteilchen und der RAYLEIGH-Streuung auf die planetare Albedo

Es gelten die gleichen Annahmen wie im Abschnitt 5.2 . Nur für die beiden Extremfälle wurden der Wasserdampfgehalt, die Aerosolteilchenzahldichte und die RAYLEIGH-Streuung entweder verändert bzw. weggelassen. Die Abbildungen 5.3 und 5.4 zeigen:

- Ein erhöhter Wasserdampfgehalt führt zu einer geringen Abnahme der planetaren Albedo bei geringen optischen Dicken und einer stärkeren Abnahme bei hohen optischen Dicken, wenn die Absorption durch die Wolkenelemente gering ist. Bei geringen optischen Dicken sind die Beträge der Transmissionsab- und der Absorptionszunahme nahezu gleich groß. Bei hohen optischen Dicken der Wolken führt die hohe Wolkenalbedo zu einer starken Zunahme der Absorption durch den Wasserdampf.
- Wenn die Absorption durch die Wolkenelemente hoch ist, ist die zusätzliche Absorption durch den Wasserdampf vernachlässigbar. Die planetare Albedo bleibt dann nahezu konstant.
- Eine Erhöhung der Aerosolteilchenzahldichte führt zu einer Erhöhung der planetaren Albedo bei geringen optischen Dicken der Wolken und zu einer Verringerung bei optisch dicken Wolken, wenn die Absorption der Wolkenelemente gering ist. Bei geringen optischen Dicken überwiegt dabei die Abnahme der Transmission, verursacht durch die verstärkte Streuung, während bei hohen optischen Dicken die zusätzliche Absorption durch die Aerosolteilchen aufgrund der starken Reflexion durch die Wolken überwiegt.
- Wenn die Absorption durch die Wolkenelemente hoch ist, wird die planetare Albedo durch Aerosolteilchen generell heraufgesetzt. Dann überwiegt aufgrund der geringen Reflexion der Wolken die verstärkte Streuung, die die Absorption bei hohen optischen Dicken und die Transmission bei geringen optischen Dicken vermindert.

Abbildung 5.3 : Lokale planetare Albedo A_p in Abhängigkeit von der optischen Dicke $\tau_{0.55}$ der Wolken für $\omega_0=0.99999999$, $g=0.85$ und $\beta_{\text{ext}}=0.3\text{m}^{-1}$ als integrale MIE-Parameter der Wolkenelemente, wobei β_{ext} auf einen LWC von 1gm^{-3} normiert ist, und variierte Werte für Wasserdampf, Aerosolteilchen und RAYLEIGH-Streuung. $A_B=9\%$ für eine Ozeanoberfläche und $\mu_0=1.0$, $0.02 \leq \text{LWC} \leq 2.56 \text{gm}^{-3}$

- 1) $T_0=277\text{K}$, Aerosolteilchenzahldichte am Boden $n_{\text{oaer}}=5 \cdot 10^6 \text{m}^{-3}$ und RAYLEIGH-Streuung
- 2) $T_0=300\text{K}$, $n_{\text{oaer}}=5 \cdot 10^6 \text{m}^{-3}$ und RAYLEIGH-Streuung
- 3) $T_0=277\text{K}$, $n_{\text{oaer}}=5 \cdot 10^7 \text{m}^{-3}$ und RAYLEIGH-Streuung
- 4) $T_0=277\text{K}$, $n_{\text{oaer}}=5 \cdot 10^6 \text{m}^{-3}$ und keine RAYLEIGH-Streuung

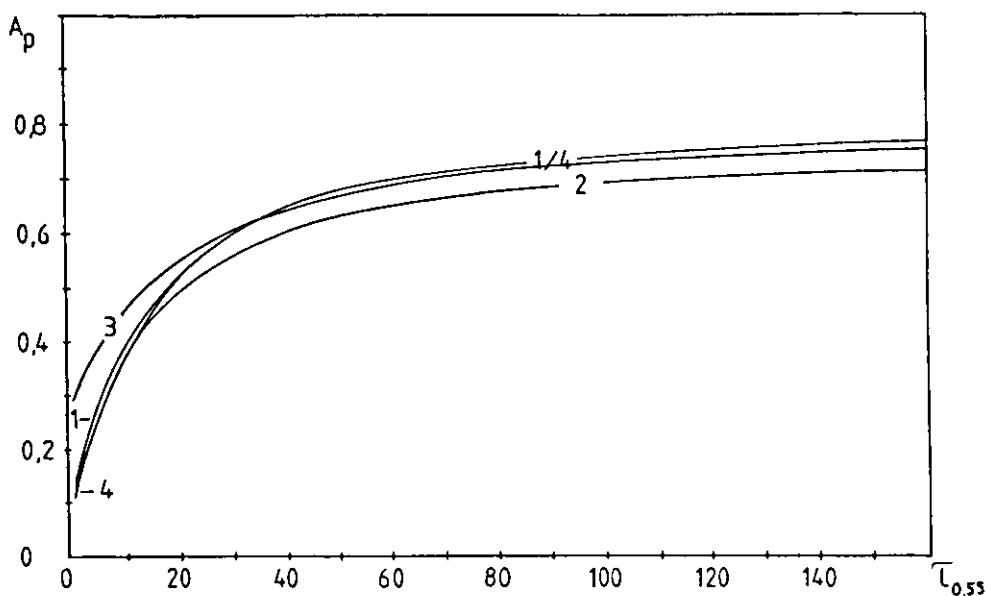
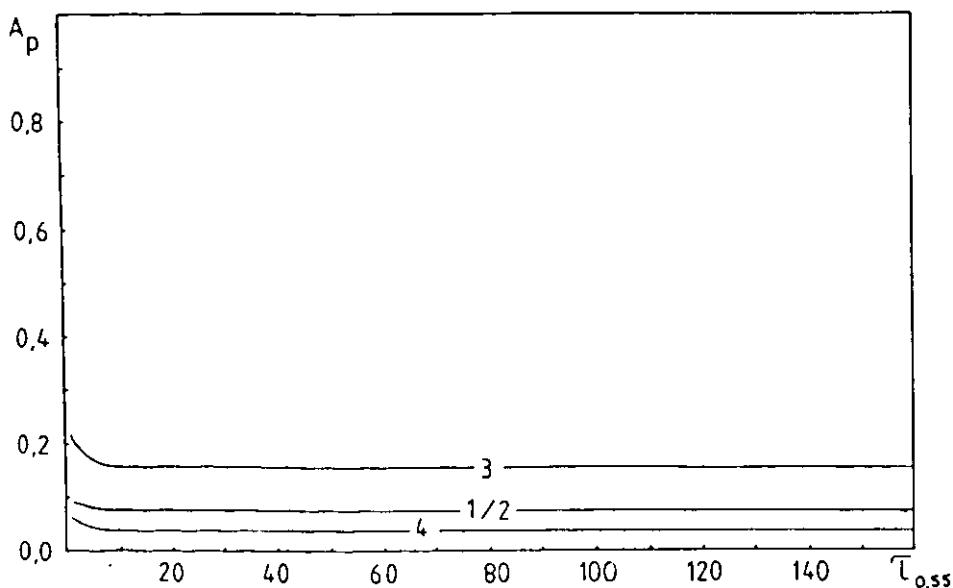


Abbildung 5.4 : Wie Abbildung 5.3, aber für $\omega_0=0.9$, $g=0.95$ und $\beta_{\text{ext}}=0.3\text{m}^{-1}$ als MIE-Parameter der Wolkenelemente.



- Eine Vernachlässigung der RAYLEIGH-Streuung führt zu einer leichten Abnahme der planetaren Albedo bei optisch dünnen Wolken und keiner wesentlichen Änderung für optisch dicke Wolken, wenn die Absorption der Wolken gering ist. Bei geringen optischen Dicken wird bei fehlender RAYLEIGH-Streuung die Transmission heraufgesetzt, die Absorption bleibt nahezu gleich. Bei hohen optischen Dicken der Wolken gleicht die dem Betrag nach höhere Reflexion der Wolken die fehlende RAYLEIGH-Streuung aus.
- Wenn die Absorption durch die Wolkenelemente hoch ist, führt die Vernachlässigung der RAYLEIGH-Streuung zu einer deutlichen Abnahme der planetaren Albedo. Die Erhöhung der Transmission und der Absorption wird verursacht durch die nun fehlende Rückwärtsstreuung oberhalb der Wolken und durch die insgesamt geringe Reflexion der Wolken.

5.4 Einfluß der Tropfenspektren

In diesem Kapitel wird der Einfluß der verschiedenen Tropfenspektren auf die Albedo, Transmission, Absorption und die Erwärmungsraten untersucht. Dazu werden Modellwolken, die in der gleichen Höhe liegen und einen variablen LWC besitzen, in einer identischen Atmosphäre angeordnet. Betrachtet werden in diesem Kapitel sowohl reine Wasserwolken als auch Misch- und Eiswolken. Die für die Kombinationen verschiedener Tropfenspektren notwendigen Anteile einzelner Typen beziehen sich im folgenden immer auf den Extinktionskoeffizienten. Untersucht wurden reine Wasserwolken mit einem C5- und einem (0.5 C5 + 0.5 C6)-Tropfenspektrum, eine Mischwolke mit einem (0.25 C5 + 0.25 C6 + 0.5 Cs)-Tropfenspektrum und eine Eiswolke mit einem Cs-Tropfenspektrum. Die Wolken liegen in 950 bis 1150 m Höhe und besitzen einen zwischen 0.02 und 2.56 gm⁻³ schwankenden LWC . Die Oberflächentemperatur T_0 beträgt 277K, die integrierte Bodenalbedo A_B beträgt 9%, wobei der untere Rand eine Meeresoberfläche

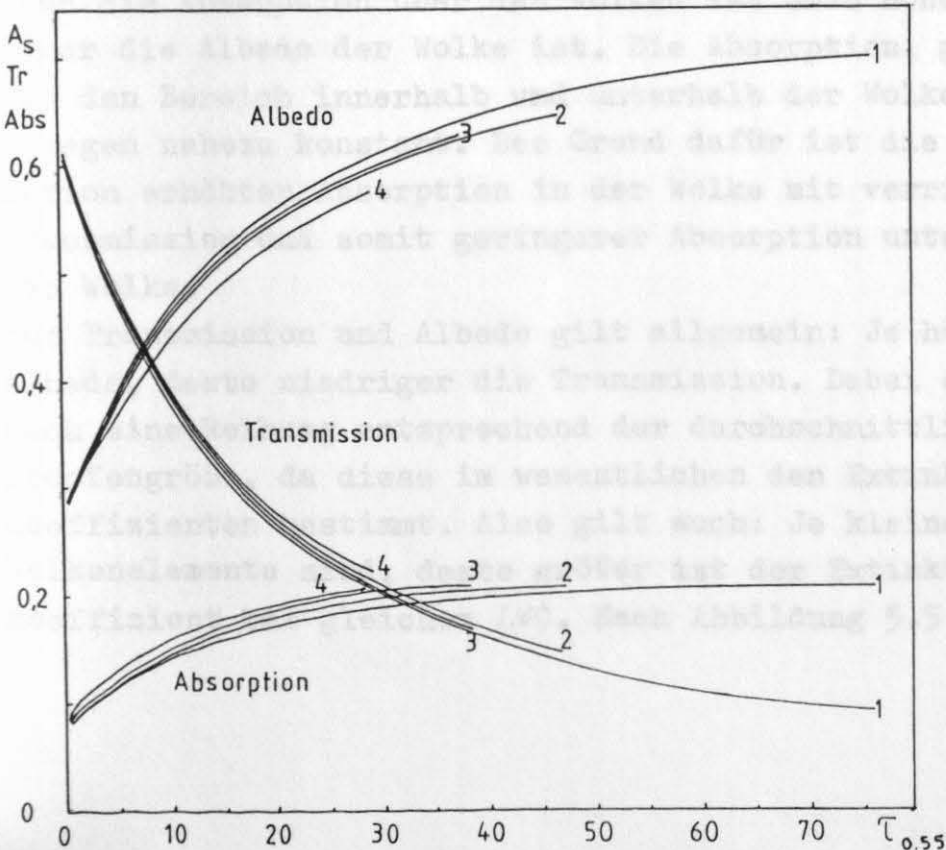
ist. Die Aerosolteilchenzahldichte am Boden beträgt $n_{\text{oaer}} = 5 \cdot 10^6 \text{ m}^{-3}$.

In Abbildung 5.5 fällt auf, daß die Kurven für die lokale Albedo des Systems Boden+Troposphäre A_s , die Transmission Tr und die Absorption Abs nahezu deckungsgleich sind. Die maximalen Differenzen zwischen den einzelnen Kurven betragen bei der gleichen optischen Dicke der Wolken 0.03 Anteile des einfallenden Strahlungsflusses. Dabei gilt, daß die Albedo A_s und die Absorption Abs für die Eiswolke die niedrigsten Werte und für die Transmission die höchsten Werte aufweist. Für eine C5-Wasserwolke verhält es sich genau entgegengesetzt.

Abbildung 5.5 : Integrale Albedo des Systems Boden+Troposphäre A_s , Transmission Tr und Absorption Abs in der Troposphäre für verschiedene Wolkentypen in Abhängigkeit von der optischen Dicke $\tau_{0.55}$ der Wolken.

Wolke in 950-1150m, $T_0 = 277\text{K}$, $A_B = 9\%$, $\mu_0 = 1.0$, $0.02 \leq LWC \leq 2.56 \text{ gm}^{-3}$
Der untere Rand ist eine Ozeanoberfläche.

- 1) Wasserwolke I C5-Verteilung
- 2) Wasserwolke II (0.5C5 + 0.5C6)-Verteilung
- 3) Mischwolke (0.25C5 + 0.25C6 + 0.5Cs)-Verteilung
- 4) Eiswolke Cs-Verteilung



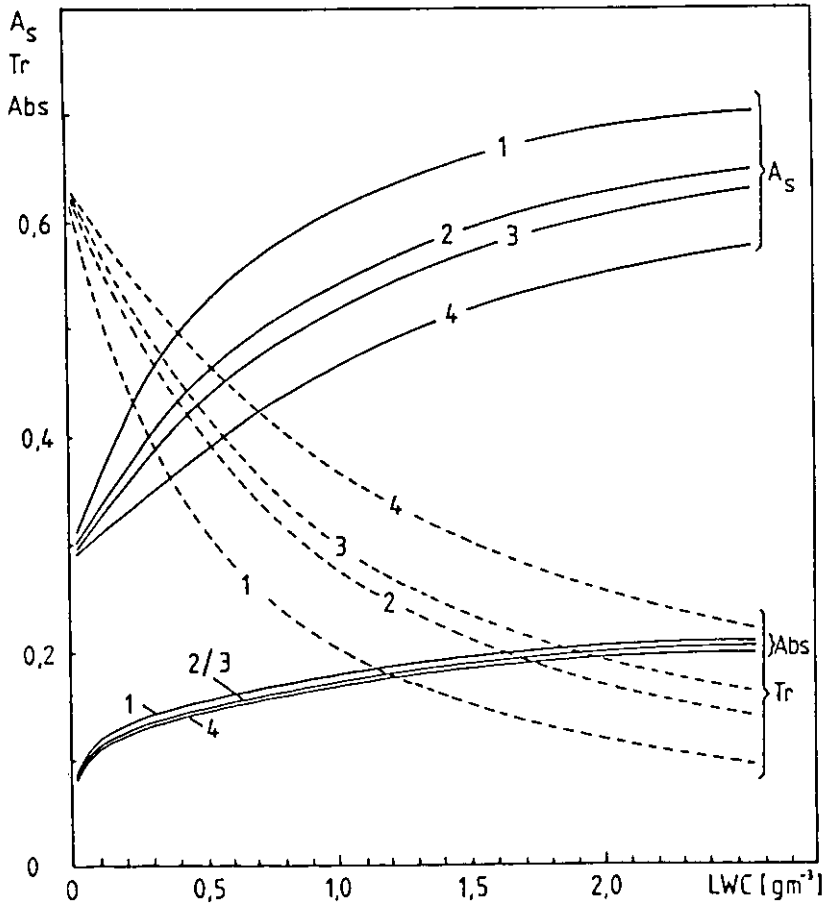
Dieses steht in Einklang mit den Ergebnissen im Abschnitt 5.2, der die Abhängigkeit der planetaren Albedo von den integralen MIE-Parametern zeigte. Danach bedingt ein niedrigeres ω_0 und ein größeres g eine Verringerung der planetaren Albedo. Für die atmosphärischen Wolken allerdings ist die Betrachtung der Abhängigkeit der Albedo, der Transmission und der Absorption von der optischen Dicke nicht besonders sinnvoll, weil für Wolken im allgemeinen nur LWC und Mächtigkeit gemessen werden und nicht die optische Dicke. So geben die Endpunkte der einzelnen Kurven in Abbildung 5.5 die optische Dicke von Wolken mit gleicher Mächtigkeit bei einem LWC von 2.56gm^{-3} für die verschiedenen Verteilungen an. Danach müßte eine Cs-Eiswolke mehr als doppelt soviel Wasser enthalten als eine Cs-Wasserwolke, um die gleiche optische Dicke zu besitzen. Daher wird jetzt auch die Abhängigkeit vom Flüssigwassergehalt der Wolken diskutiert. Nun fällt in Abbildung 5.6 besonders auf, daß die Absorption kaum von den Tropfenverteilungen bei gleichem Flüssigwassergehalt der Wolken abhängt, die Absorption ist also fast nur eine Funktion der Absorbermasse. Wie allerdings auch Abbildung 5.7 für die Erwärmungsraten andeutet, ist der Restunterschied auch durch die unterschiedliche Absorption des Wasserdampfes oberhalb der verschiedenen Wolkentypen bedingt. Denn die Absorption über den Wolken ist umso höher, je höher die Albedo der Wolke ist. Die Absorption, gemittelt für den Bereich innerhalb und unterhalb der Wolke, ist dagegen nahezu konstant. Der Grund dafür ist die Kombination erhöhter Absorption in der Wolke mit verringerter Transmission und somit geringerer Absorption unterhalb der Wolke.

Für Transmission und Albedo gilt allgemein: Je höher die Albedo, desto niedriger die Transmission. Dabei ergibt sich eine Reihung entsprechend der durchschnittlichen Tropfengröße, da diese im wesentlichen den Extinktionskoeffizienten bestimmt. Also gilt auch: Je kleiner die Wolkenelemente sind, desto größer ist der Extinktionskoeffizient bei gleichem LWC. Nach Abbildung 5.5

sind Albedo und Transmission für die verschiedenen Tropfenspektren bei gleicher optischer Dicke der Wolken nahezu gleich. Bei gleicher Mächtigkeit und gleichem LWC der Wolken ist somit die Albedo für die kleintropfigen Wolken am größten, während die Transmission minimal wird.

Abbildung 5.6 : Albedo des Systems Boden+Troposphäre A_s , Transmission Tr und Absorption Abs der Troposphäre für eine Atmosphäre mit verschiedenen Wolken in 950-1150m als Funktion des LWC der Wolken. $T_o=277K$, $A_B=9\%$, $\mu_0=1.0$. Der untere Rand ist eine Meeresoberfläche.

- 1) Wasserwolke I C5-Verteilung
- 2) Wasserwolke II (0.5C5 + 0.5C6)-Verteilung
- 3) Mischwolke (0.25C5 + 0.25C6 + 0.5Cs)-Verteilung
- 4) Eiswolke Cs-Verteilung



Bezieht man diese Ergebnisse nun auf die verschiedenen Wolkenarten mit ihren typischen Tropfenspektren, so gilt:

- Wasserwolken, die eine relativ geringe Tropfengröße aufweisen, haben eine hohe Albedo und geringe Transmission.
- Mischwolken besitzen aufgrund des raschen Anwachsens der Eiskristalle auf Kosten der Wassertropfen größere Wolkenelemente. Ihre Albedo wird daher geringer und ihre Transmission höher als die von Wasserwolken bei gleichem LWC und gleicher Mächtigkeit.
- Eiswolken haben die größten Wolkenelemente und wegen ihrer niedrigen Temperatur den niedrigsten LWC, also auch hohe Transmission und niedrige Albedo.

5.5 Erwärmungsraten in Abhängigkeit vom Tropfenspektrum

Der Einfluß der Tropfenspektren auf die Erwärmungsraten wurde für die gleichen Wolken wie im vorigen Kapitel untersucht und auch mit den Erwärmungsraten für die wolkenfreie Atmosphäre verglichen. Der Flüssigwassergehalt der Wolken beträgt dabei einheitlich 0.32gm^{-3} .

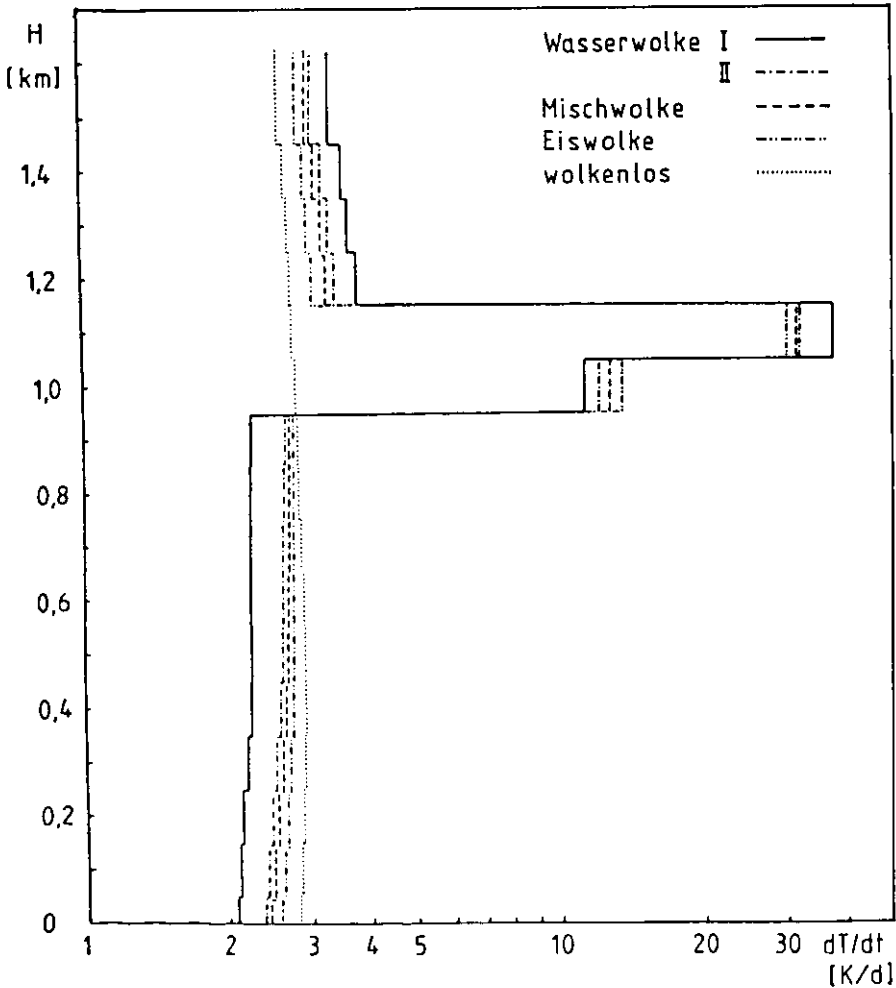
Die Abbildung 5.7 zeigt folgende Ergebnisse:

Die Erwärmungsraten in den Schichten oberhalb der Wolken sind stets größer als für den wolkenlosen Fall, da die hohe Albedo der Wolken eine zusätzliche Absorption des zurückgestreuten Lichtes durch Wasserdampf und Aerosolteilchen erlaubt. Dabei steigen die Erwärmungsraten mit der Albedo der Wolken an. In der oberen Wolken-schicht ist die Erwärmungsrate umso höher, je größer der Extinktionskoeffizient ist. In der unteren Wolken-schicht und unterhalb der Wolke ist die Erwärmungsrate umso niedriger, je größer der Extinktionskoeffizient der Wolken-elemente ist. Unterhalb der Wolke bleiben die Erwärmungsraten wegen der verringerten Transmission dabei stets niedriger als für die unbewölkte Atmosphäre. Eine Atmosphäre mit Wolken absorbiert stärker als die wolkenfreie Atmosphäre. Die Tabelle 5.2 faßt die Ergebnisse zusammen.

Tabelle 5.2 : Albedo des Systems Boden+Troposphäre A_s , Transmission Tr , Absorption in der Troposphäre Abs , LWC, Mächtigkeit der Wolken Δz , Tropfenspektrum der Wolken und optische Dicke $\tau_{0.55}$ der Wolken. $T_o=277K$, $A_B=9\%$, $\mu_o=1.0$, Wolke in 950-1150m Höhe und unterer Rand ein Ozean.

	wolkenl.	Wasser I	Wasser II	Mischw.	Eisw.
A_s	.29	.47	.41	.39	.35
Tr	.63	.39	.46	.48	.53
Abs	.08	.14	.13	.13	.12
LWC gm^{-3}	0	.32	.32	.32	.32
Δz m	-	200	200	200	200
Tropf.sp.	-	C5	C5+C6	.25C5+.25C6 +.5C8	C8
$\tau_{0.55}$	0	9.54	5.83	4.72	3.61

Abbildung 5.7 : Erwärmungsraten in der Troposphäre mit und ohne Wolken, Wolkenparameter nach Tabelle 5.2 .



5.6 Albedo und Erwärmungsraten für Wolkenkombinationen

Dieses Kapitel befaßt sich mit dem zentralen Thema der vorliegenden Arbeit. Anhand von weiteren Rechenergebnissen und schon vorgestellten Ergebnissen werden die sich bei Wolkenkombinationen ergebenden Änderungen der Albedo und der Erwärmungsraten im Vergleich zu denen für eine einfache Bewölkung diskutiert.

5.6.1 Einfluß einer optisch dünnen oberen Wolke

Um den Einfluß einer optisch dünnen oberen Wolke auf die Albedo und die Erwärmungsraten zu untersuchen, sind entweder optisch dicke oder dünne untere Wolken zu betrachten. Typische Fälle, die diese Bedingung erfüllen, sind die Wolkenkombinationen Stratus+Cirrus und Nimbostratus+Cirrus. Für diese zeigen die Abbildungen 5.8 und 5.9 sowie die Tabelle 5.4 die planetare Albedo A_p , die spektrale Albedo des Systems Boden+Troposphäre A_s sowie Erwärmungsraten, Transmission und Absorption. Die Randbedingungen sind $T_0=277K$, $A_B=33\%$, nur abhängig vom Zenitwinkel. Die Aerosolteilchenzahldichte am Boden n_{oaer} beträgt $5 \cdot 10^6 m^{-3}$. Die Parameter der Wolken enthält die Tabelle 5.3. Die unteren Wolken besitzen ein C5-Tropfenspektrum, für die oberen Wolken wurde ein C6-Tropfenspektrum gewählt.

Tabelle 5.3 : Parameter der Wolken St, Ns und Ci

Wolkentyp	Ci	St	Ns
LWC in gm^{-3}	0.01	0.2	0.5
Wolkenuntergrenze in m	6000	950	950
Wolkenobergrenze in m	8000	1150	4000
Tropfenspektrum	C6	C5	C5
$\tau_{0.55}$ der Wolken	0.66	5.96	227.41

Abbildung 5.8 : Spektrale Albedo des Systems Boden+Troposphäre A_{Sv} für wolkenlos, Ci, St und Ci+St. $T_0=277K$, $A_B=33\%$ nur abhängig von μ_0 , Wolkenparameter nach Tab. 5.3

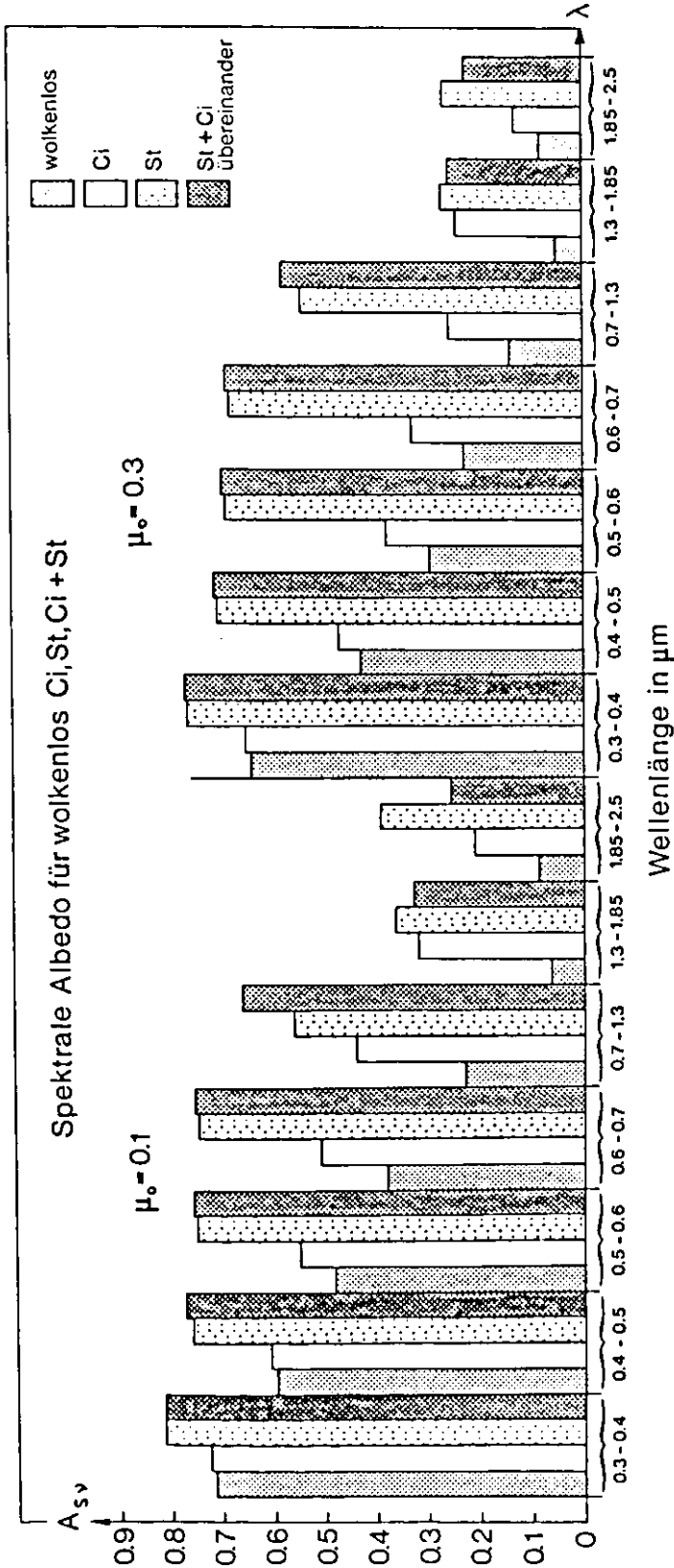
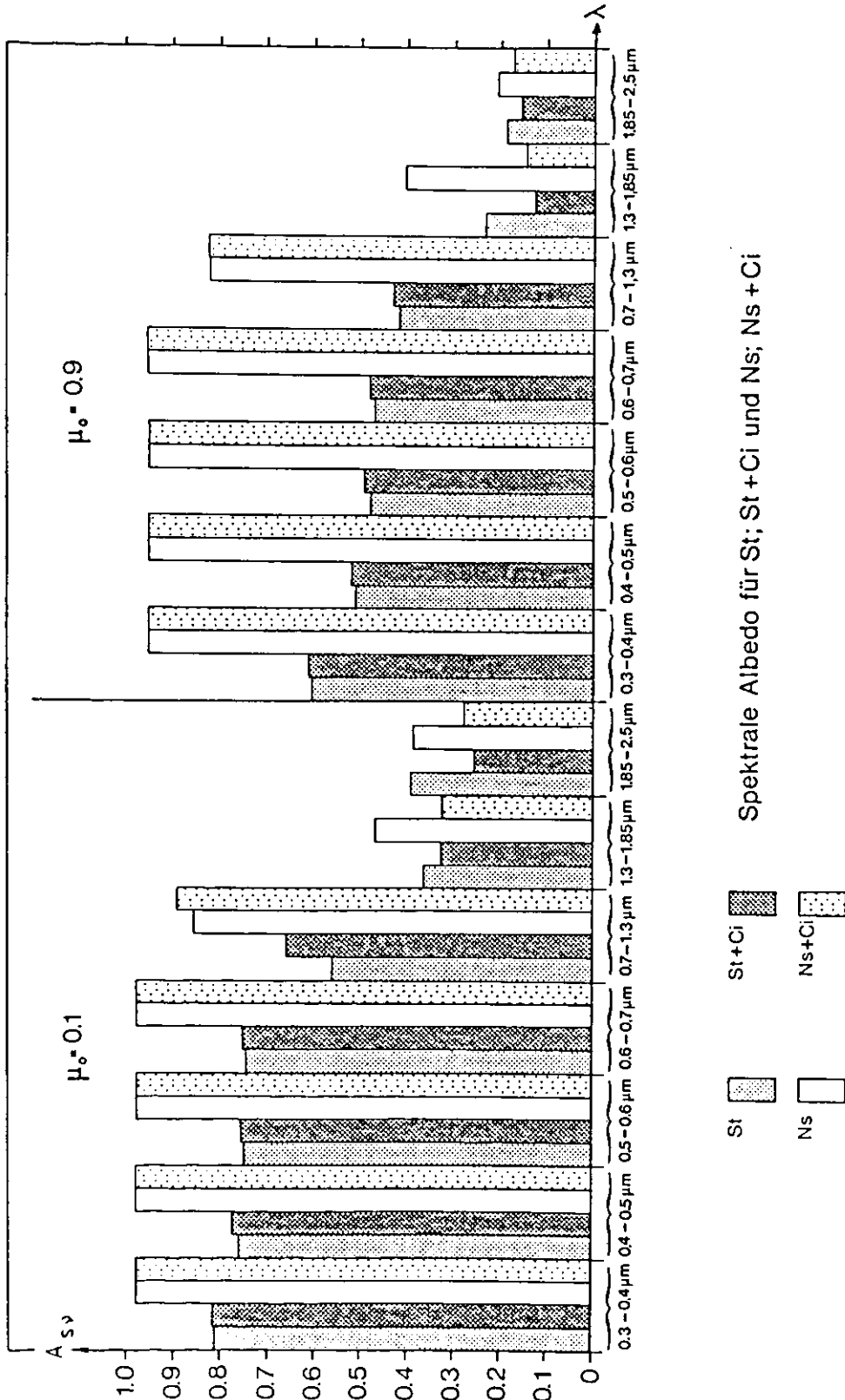


Abbildung 5.9 : Spektrale Albedo des Systems Boden+Troposphäre $A_{S\downarrow}$ für St, Ns, Ci+St und Ci+Ns. $T_0=277K$, $A_B=33\%$ nur abhängig von μ_0 , Wolkenparameter nach Tabelle 5.3 .



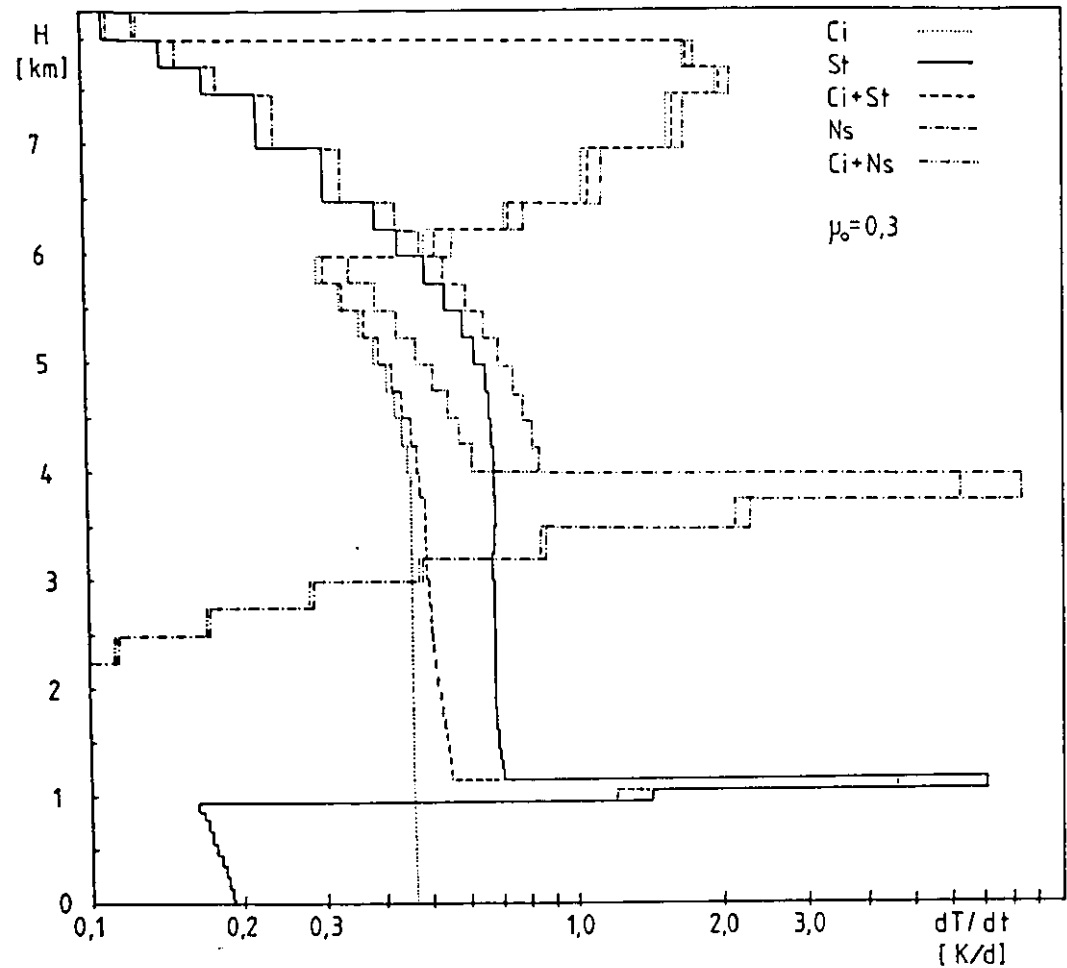
Die beiden Wolkenkombinationen unterscheiden sich wesentlich in den Albedoänderungen. Für die Kombination Ci+St ist A_p deutlich höher als für einen St, dagegen ist sie für das System Ci+Ns etwas niedriger als für einen Ns. Um diese Unterschiede zu erklären, muß die spektrale Albedo herangezogen werden. Diese zeigt bei Wellenlängen von 0.3 bis 0.7 μm , also bei fehlender Gasabsorption, eine geringe Zunahme für die Kombination Ci+St und eine Konstanz für die Kombination Ci+Ns verglichen mit den Einzelwolken. Wie in Abschnitt 5.4 bereits diskutiert, führt nämlich eine geringe Zunahme der optischen Dicke, wie sie hier durch den Cirrus verursacht wird, im Bereich niedriger optischer Dicken zu einer Albedozunahme aufgrund des steilen Anstiegs der Kurve $A_s(\tau)$. Bei großen optischen Dicken, wie sie für einen Nimbostratus typisch sind, steigt dagegen $A_s(\tau)$ nur gering an. Für die Änderungen der spektralen Albedo im Wellenlängenbereich von 0.7 bis 1.3 μm ist die Begründung nicht so einfach, da in diesem Wellenlängenbereich die Wasserdampfabsorption hinzukommt. Beide Abbildungen zeigen einen Anstieg der spektralen Albedo bei Kombination. Die Albedoänderung ist dabei umso größer, je kleiner der Cosinus des Zenitwinkels der Sonne und je kleiner die optische Dicke der unteren Wolke ist. Der Grund für diese Änderungen ist die Verringerung der Transmission durch den Cirrus. Die Verringerung der Transmission führt zu einer verringerten Absorption durch den Wasserdampf zwischen den Wolken. Gleichzeitig wird auch die von der unteren Wolke zurückgestreute Strahlung geringer, was die Absorption des Wasserdampfes weiter verringert. Die Verringerung der Absorption ist dabei umso größer, je größer der Wasserdampfgehalt ist bzw. je niedriger die untere Wolke liegt. Da bei niedrigstehender Sonne nicht nur die relative Luftmasse und die Wasserdampfabsorption zunimmt, sondern auch die Transmission abnimmt, sind die Änderungen der Albedo für $\mu_0=0.1$ besonders stark. Für den Spektralbereich von 1.3 bis 2.5 μm zeigen die Abbildungen einheitlich eine Abnahme der spektralen Albedo,

wenn über der unteren Wolke ein Cirrus liegt. Im Spektralintervall von 1.3 bis 1.85 μm sind die Änderungen für eine optisch dicke untere Wolke besonders groß. Die Abnahme wird verursacht durch eine verstärkte Absorption des zurückgestreuten Lichtes durch das Flüssigwasser in der oberen Wolke. Diese Absorption wird umso größer, je größer die Albedo der unteren Wolke bzw. der von der unteren Wolke kommende Strahlungsfluss ist. Da allerdings die Albedo der Wolken im Spektralintervall von 1.85 bis 2.5 μm generell niedriger ist als im kurzwelligeren Bereich, sind dort die Albedoänderungen auch nur gering. Für Wellenlängen von 2.5 bis 3.7 μm ist die spektrale Albedo der Wolken und Wolkenkombinationen nahezu gleich Null. Faßt man die Ergebnisse für die einzelnen Spektralintervalle zusammen, so folgt, daß die Verringerung der Albedo für die Kombination einer optisch dicken unteren Wolke mit einer darüberliegenden optisch dünnen Wolke fast nur durch zusätzliche Absorption des Flüssigwassers der oberen Wolke verursacht wird. Die Absorption des Wasserdampfes zwischen den Wolken nimmt dagegen ab. Dieses zeigen auch die Erwärmungsraten, die in Abbildung 5.10 dargestellt sind. Die Erwärmungsraten liegen zwischen den Wolken deutlich niedriger als für die einfache Bewölkung. Im Vergleich zum isolierten Cirrus liegen die Erwärmungsraten umso höher, je größer die optische Dicke und somit auch die Albedo der unteren Wolke ist.

Tabelle 5.4 : Albedo des Systems Boden+Troposphäre A_s , Transmission Tr und Absorption Abs für St , $Ci+St$, Ns und $Ci+Ns$. $T_0=277\text{K}$, $A_B=33\%$ abhängig von μ_0 , $\mu_0=0.3$ und $n_{\text{oaer}}=4.5 \cdot 10^6 \text{m}^{-3}$.

Bewölkung	St	St+Ci	Ns	Ns+Ci
A_s	0.51	0.54	0.82	0.81
Tr	0.34	0.32	0.02	0.02
Abs	0.15	0.14	0.16	0.17

Abbildung 5.10 : Erwärmungsraten für Ci, St, Ns, Ci+St und Ci+N_s. $T_0=277K$, $A_B=33\%$ abhängig von $\mu_0, n_{oaer} = 5 \cdot 10^6 m^{-3}$ Wolkenparameter nach Tabelle 5.3 .



5.6.2 Einfluß einer optisch dicken oberen Wolke

Wie die Ausführungen in Kapitel 2 über die möglichen Wolkenkombinationen zeigen, ist in diesem Fall die einzige mögliche Kombination As+St. Es braucht also nur die Kombination einer optisch dicken oberen mit einer optisch dünnen unteren Wolke untersucht zu werden. Die benutzten Wolkenparameter sind in Tabelle 5.5 aufgeführt.

Für beide Fälle, As und As+St, ergibt sich die gleiche integrale Albedo des Systems Boden+Troposphäre $A_s=0.78$ für $\mu_0=0.1$ und $A_s=0.72$ für $\mu_0=0.9$. Auch die spektrale Albedo in Abbildung 5.11 zeigt keine Unterschiede. Die Ursache liegt in der geringen Transmission des Altostratus.

Kompensiert wird die gegenüber dem As leicht erhöhte Absorption im Bereich der unteren Wolke und zwischen beiden Wolken durch eine etwas verringerte Absorption unterhalb des Stratus, erkenntlich an einer dort verringerten Erwärmungsrate. Bleibt noch eine leicht erhöhte Absorption im unteren Teil der oberen Wolke, die sich dort in einer erhöhten Erwärmungsrate ausdrückt, wie Abbildung 5.12 zeigt. Diese führt zu einer leichten Erhöhung der Absorption für die Kombination As+St, wie es Tabelle 5.6 zeigt. Diese wird aber kompensiert durch eine leicht verringerte Transmission, so daß die Albedo insgesamt konstant bleibt.

Tabelle 5.5 : Parameter der Wolken St und As für die Rechnungen zu den Abb. 5.11 und 5.12 sowie zu Tab. 5.6 .

Wolkentyp	St	As
LWC in gm^{-3}	0.2	0.2
Wolkenuntergrenze in m	950	2500
Wolkenobergrenze in m	1150	4000
Tropfenspektrum	C5	C5
$\tau_{0.55}$ der Wolken	5.96	44.74

Tabelle 5.6 : Albedo des Systems Boden+Troposphäre A_s , Transmission Tr und Absorption Abs für As und As+St .
 $T_o=277\text{K}$, $A_B=33\%$ abhängig von $\mu_o, \mu_o=0.3$ und $n_{\text{oaer}}=5 \cdot 10^6 \text{m}^{-3}$.

Bewölkung	As	As+St
A_s	0.76	0.76
Tr	0.08	0.07
Abs	0.16	0.17

Abbildung 5.11 : Spektrale Albedo des Systems Boden+Troposphäre A_{sv} für St, As und As+St, Wolkenparameter wie in Tabelle 5.5 beschrieben. $T_o=277K$, $A_B=33\%$ abhängig von μ_o .

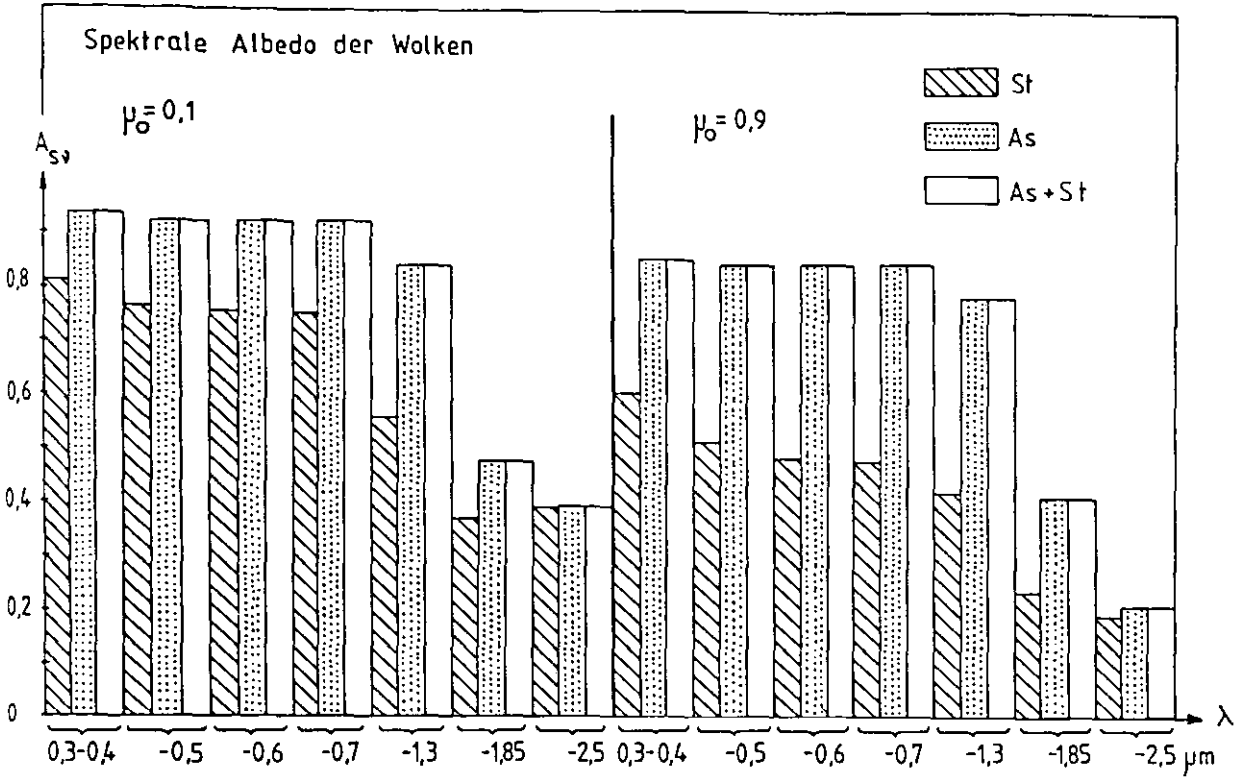
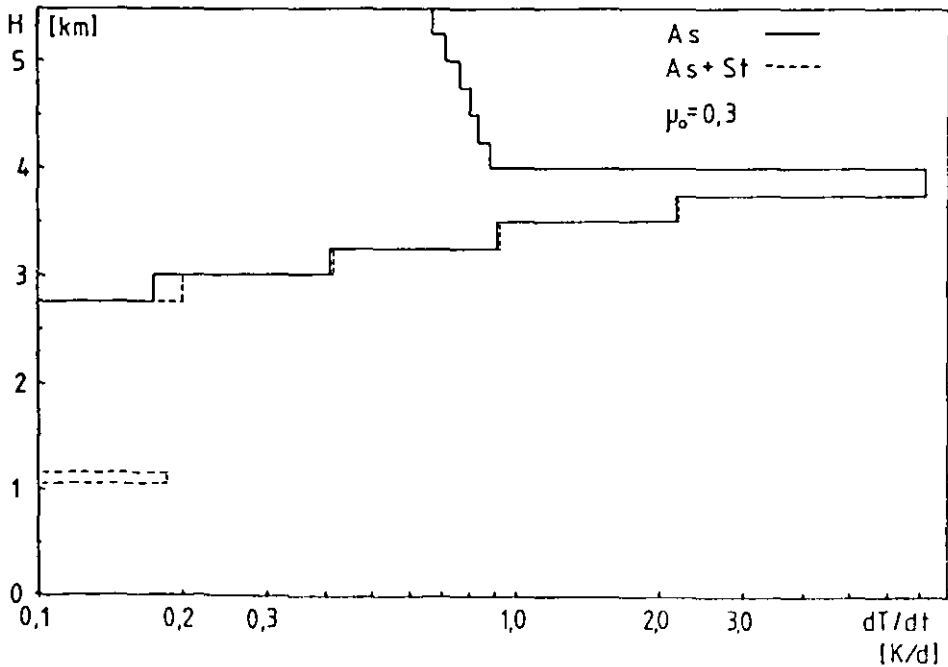


Abbildung 5.12 : Erwärmungsraten für As und As+St, Wolkenparameter wie in Tabelle 5.5 beschrieben. $T_o=277K$, $A_B=33\%$ abhängig von μ_o .



5.7 Lokale planetare Albedo für die möglichen Wolkenkombinationen in verschiedenen Breiten

Die Ergebnisse der Berechnung der lokalen planetaren Albedo für alle in einem eindimensionalen Rechenmodell möglichen Wolkenkombinationen und die wolkenfreie Atmosphäre in Abhängigkeit vom Zenitwinkel werden für vier geographische Breiten in den Abbildungen 5.13 bis 5.16 vorgestellt. Für den Cirrus wurde eine C6-, für alle übrigen Wolken eine C5-Verteilung gewählt. Alle Wolken sind Wasserwolken. Die Wolkenhöhenlagen sind im Anhang in Tabelle I aufgeführt. Die LWC entsprechen den typischen Werten für die einzelnen Wolkentypen, wie sie Tabelle 2.1 zeigt. Die optischen Dicken der einzelnen Wolkentypen für die verschiedenen geographischen Breiten unterscheiden sich für die einzelnen Wolkentypen aufgrund der jeweils unterschiedlichen Höhererstreckung der Wolken. Die Tabelle 5.7 zeigt die optischen Dicken der Wolken. Die Aerosolteilchen wurden berücksichtigt, wobei die Aerosolteilchenzahldichte am Boden $n_{\text{aer}} = 5 \cdot 10^6 \text{ m}^{-3}$ beträgt.

Tabelle 5.7 : Optische Dicke $\tau_{0.55}$ der Wolken für die verschiedenen Wolkentypen in Abhängigkeit von der geographischen Breite.

Wolkentyp	optische Dicke $\tau_{0.55}$ der Wolken			
	0°	20°N	41°N	53°N
Ci	0.66	0.66	0.66	0.66
St	5.96	10.44	8.95	5.96
As	104.39	59.65	44.74	44.74
Cu	170.00	131.23	62.63	80.53
Ns	376.54	339.26	212.50	227.41
Cb	626.32	626.32	380.27	425.00

Abbildungen 5.13 bis 5.16 : Integrierte lokale planetare Albedo A_p für wolkenlos, alle Wolkentypen und Wolkenkombinationen. Tropfenspektren: Ci: C6, alle übrigen Wolken C5
 $n_{\text{oaer}} = 5 \cdot 10^6 \text{ m}^{-3}$, Bodenalbedo A_B nur abhängig von μ .
Werte von links nach rechts jeweils $\mu = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9$

Abbildung 5.13 : $T_o = 300\text{K}$ und $A_B = 8\%$

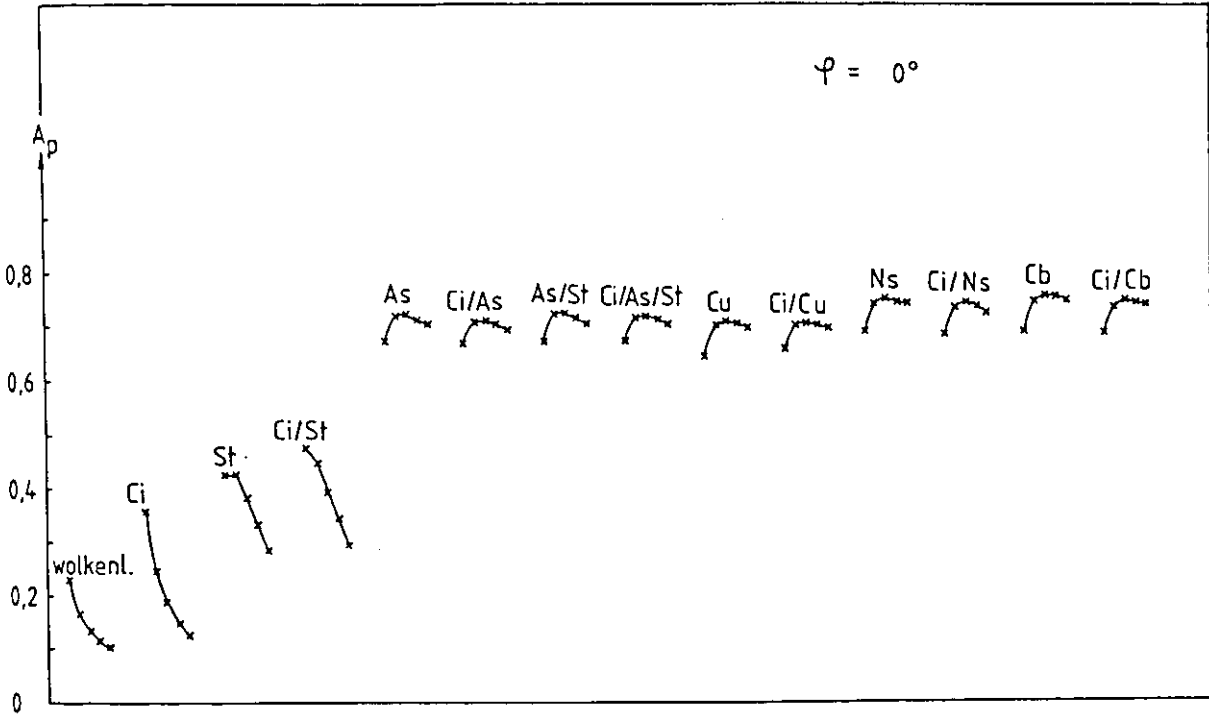


Abbildung 5.14 : $T_o = 299\text{K}$ und $A_B = 13\%$

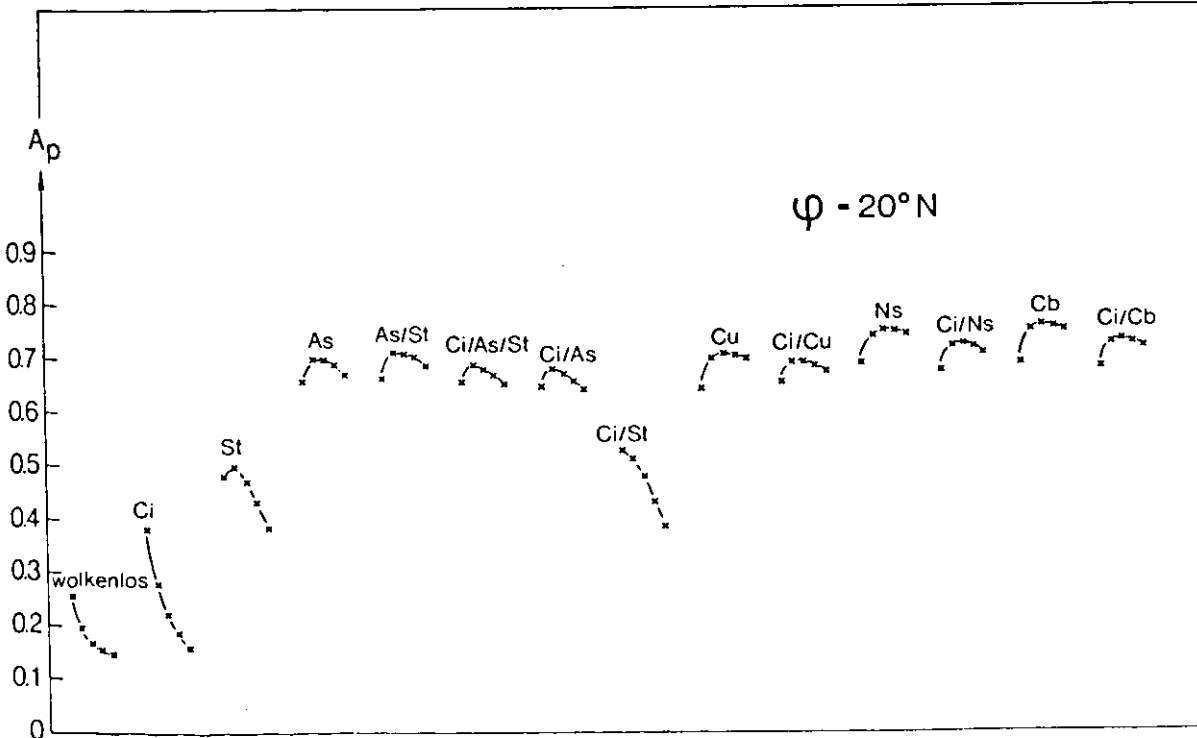


Abbildung 5.15 : $T_o=283K$ und $A_B=29\%$

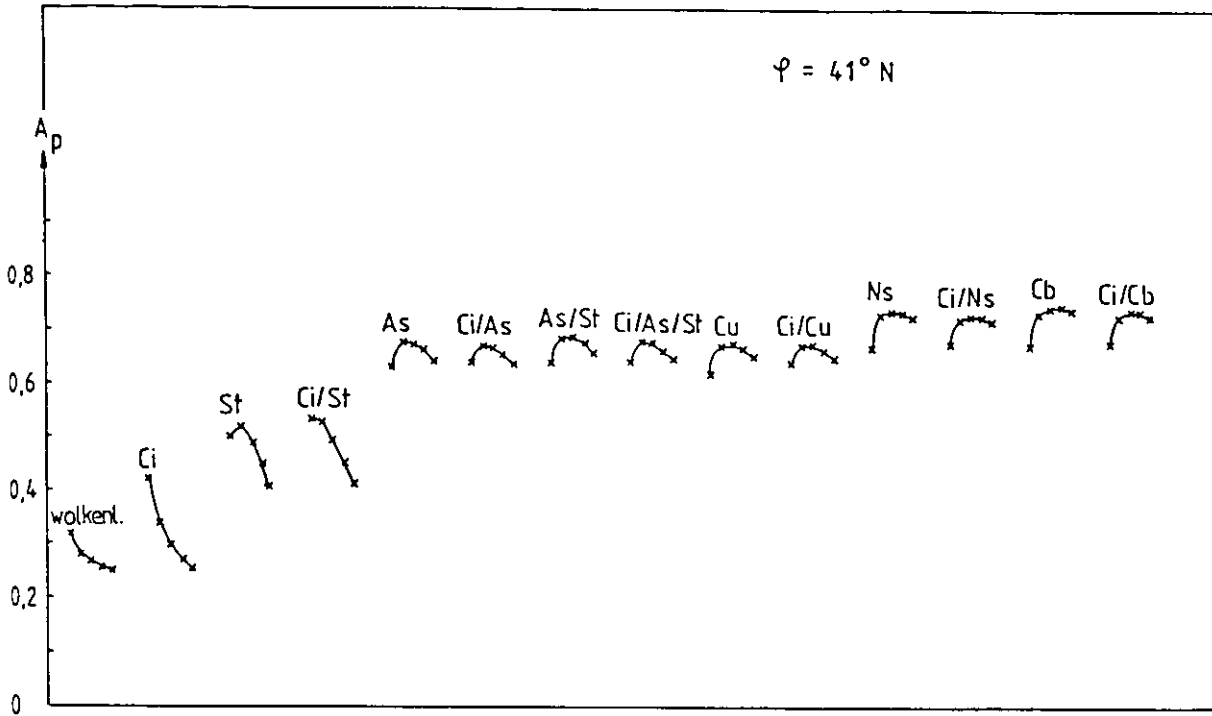
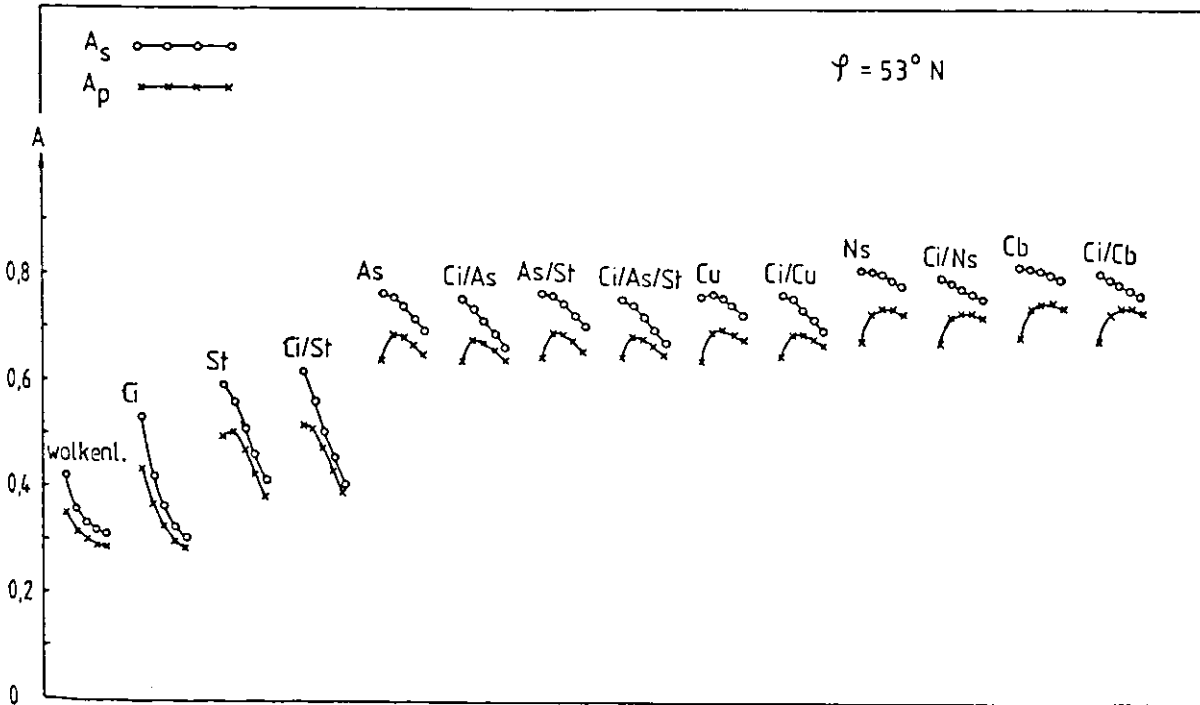


Abbildung 5.16 : $T_o=277K$ und $A_B=33\%$

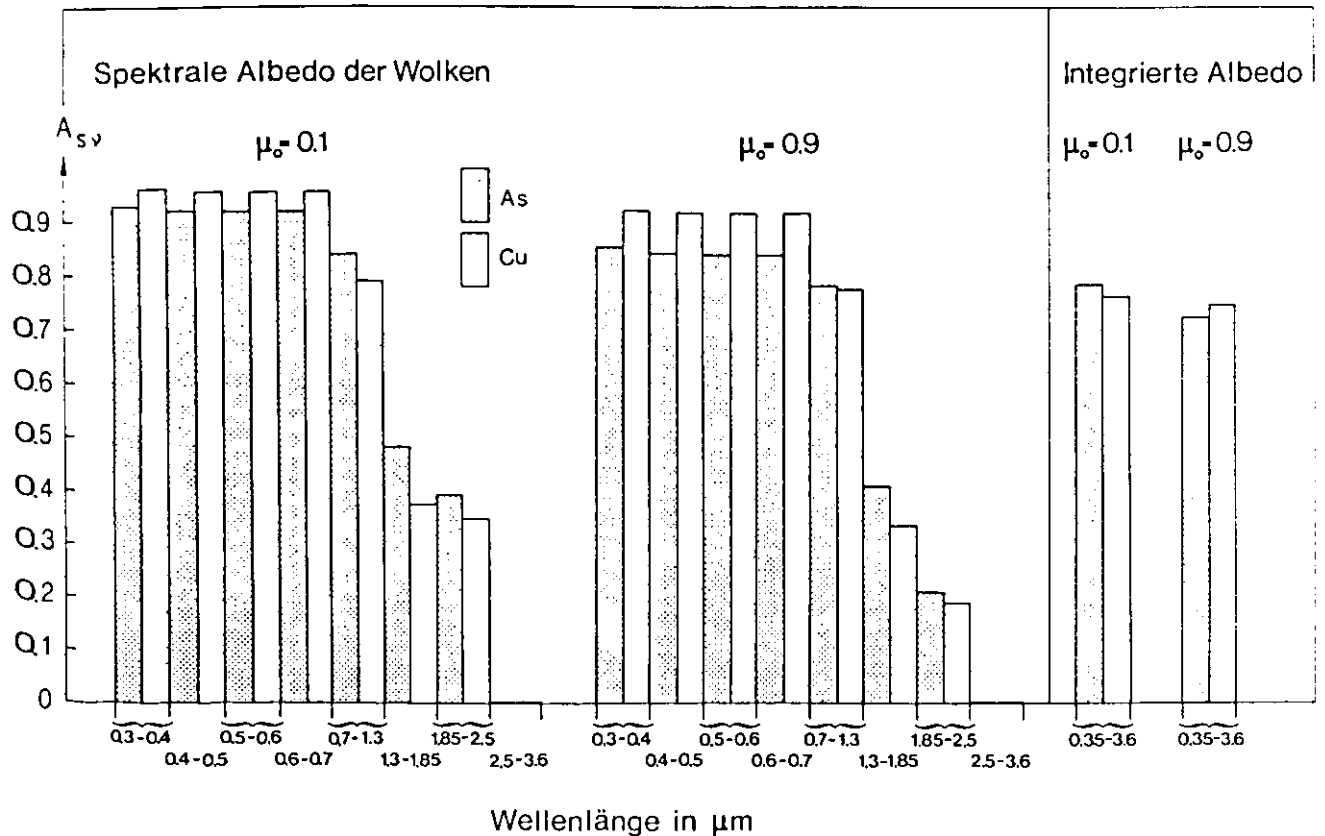


Betrachtet man die Ergebnisse der integrierten lokalen planetaren Albedo für die einzelnen Wolkentypen, so ergibt sich ein Anstieg der planetaren Albedo bei einer Zunahme der optischen Dicke der Wolken, wie es nach den bisherigen Ergebnissen zu erwarten war. Allerdings gilt dieses nicht für den Cumulus, verglichen mit dem Altostratus. Für den Cumulus liegt die planetare Albedo insbesondere bei einem kleinen μ_0 teilweise niedriger als die planetare Albedo für einen Altostratus in der gleichen geographischen Breite. Die optische Dicke des Cumulus ist jedoch stets größer als die des Altostratus. Die Ergebnisse in Abschnitt 5.3 legen nahe, daß der Wasserdampf durch verstärkte Absorption ober- und innerhalb des Cumulus für die Albedoerniedrigung die Ursache sein könnte. Dann müßte der Wasserdampfgehalt entsprechend höher sein. Da die Wolkenobergrenze des Cumulus für die betrachteten geographischen Breiten stets 1500 bzw. 2000m niedriger liegt als die des Altostratus, trifft diese Annahme auch zu. Um diese Annahme zu stützen, wurde auch die spektrale Albedo des Systems Boden+Troposphäre berechnet. Für 53°N zeigt Abbildung 5.17 die Ergebnisse für $\mu_0=0.1$ und $\mu_0=0.9$. Für $\mu_0=0.1$ liegt die planetare Albedo bei 53°N niedriger, für $\mu_0=0.9$ höher als für einen Altostratus. Betrachtet man die Ergebnisse der spektralen Albedo A_s , für beide Wolkentypen und beide Zenitwinkel, so fällt auf, daß die Albedoerniedrigung im Bereich von 0.7 bis $1.3\mu\text{m}$ für den Cumulus gegenüber dem Altostratus bei $\mu_0=0.1$, für $\mu_0=0.9$ beinahe gleich Null wird. In diesem Spektralintervall besitzt lediglich der Wasserdampf Absorptionslinien. Während die relative Luftmasse mit abnehmendem μ_0 zunimmt, wächst die Absorption entsprechend an. Die starke Zunahme der Absorption des Wasserdampfes führt dann zu einer Abnahme der Albedo bei kleinen Werten von μ_0 für den Cumulus verglichen mit dem Altostratus.

Betrachtet man die Ergebnisse der integrierten Albedo A_s in Abbildung 5.17, so fällt ein Unterschied zu den Ergebnissen der integrierten planetaren Albedo A_p auf. Im

Gegensatz zur planetaren Albedo ist die Albedo des Systems Boden+Troposphäre für $\mu_0=0.1$ höher als für $\mu_0=0.9$. Um diesen Sachverhalt zu untersuchen, zeigt Abbildung 5.16 für 53°N auch A_s . Daraus geht hervor, daß A_s für $\mu_0=0.1$ stets größer ist als für alle höheren Werte des μ_0 . Dieses gilt auch für die anderen geographischen Breiten. Eine Ausnahme ist wiederum der Cumulus, was auf die verstärkte Absorption des Wasserdampfes zurückgeführt werden kann, wie oben angeführt. Die Reduktion des A_p ist dabei für ein kleines μ_0 umso größer, je höher der Betrag von A_s ist. Die Begründung für die für verschiedene μ_0 unterschiedliche Reduktion gibt der Abschnitt 5.9.

Abbildung 5.17 : Spektrale Albedo des Systems Boden+Troposphäre A_{sv} und integrierte Albedo A_s für As und Cu, optische Dicke wie in Tabelle 5.7 für $\varphi=53^\circ\text{N}$. $T_0=277\text{K}$, $n_{\text{oaer}}=5 \cdot 10^6 \text{m}^{-3}$ und $A_B=33\%$ abhängig von μ_0 .



Vernachlässigt man zunächst die Ergebnisse für $\mu_0=0.1$, so entsprechen die weiteren Ergebnisse den in den vorangegangenen Abschnitten. So liegt die planetare Albedo für die Wolkenkombination Ci+St stets höher als für einen isolierten St. Die planetare Albedo für alle übrigen Kombinationen eines Ci mit einer anderen Wolke sinkt dagegen geringfügig im Vergleich zu der für eine einzelne Wolke. Für die Kombination As+St nimmt die planetare Albedo stets gleichgroße oder geringfügig größere Werte an als für einen As. Betrachtet man die Ergebnisse für die Albedo A_g , so gilt dieses auch für $\mu_0=0.1$.

Auffällig ist außerdem noch der starke Anstieg der planetaren Albedo A_p für die wolkenlose Atmosphäre und optisch dünne Wolken mit abnehmenden Werten von μ_0 . Dieser starke Anstieg hat für die optisch dünnen Wolken mehrere Ursachen. Erstens steigt für kleine μ_0 die relative optische Dicke stark an, was zu einer Erhöhung der Albedo A_p gemäß Kapitel 5.4 führt. Zweitens führt die mit der relativen Luftmasse wachsende Extinktion der Aerosolteilchen nach Abschnitt 5.3 ebenfalls zu einer Erhöhung der Albedo. Drittens gilt das Gleiche für die RAYLEIGH-Streuung. Viertens wird für kleine μ_0 die Absorption durch den Wasserdampf erhöht, was allerdings eine Verringerung der Albedo bewirkt. Dieser zuletzt genannte Effekt ist besonders stark für die niedrig liegende Stratusbewölkung ausgeprägt. Oberhalb dieser ist der Wasserdampfgehalt relativ hoch, außerdem ist die Albedo des St bei kleinem μ_0 relativ groß, was die Wasserdampfabsorption weiter erhöht und so zu einem relativ geringeren Anstieg der Albedo für kleine μ_0 bei einem St führt.

Für eine wolkenlose Atmosphäre gilt ähnliches. Dabei ist natürlich die Zunahme der planetaren Albedo bei kleinen μ_0 nicht mit der Zunahme der relativen optischen Dicke von Wolken zu erklären. Aufgrund der hohen Transmission bei fehlender Bewölkung verstärken sich die albedoerhöhenden Wirkungen der Aerosolteilchen und der RAYLEIGH-Streuung besonders in geringen Höhen, wobei sich zusätzlich noch die Zenitwinkelabhängigkeit der Bodenalbedo auswirkt,

die nach Gleichung (45) in Abschnitt 4.2 für kleine μ_0 anwächst.

5.8 Einfluß des Ozons auf die planetare Albedo

Die lokale planetare Albedo A_p nimmt bei niedrigstehender Sonne, also für kleine Werte von μ_0 , verglichen mit den entsprechenden Werten von A_s stark ab. Dieses kann nur durch die Ozonabsorption verursacht werden, wie es die Gleichungen (55) und (56) für die Berechnungen von A_{sv} und A_{pv} zeigen:

$$A_{sv}(\mu) = \frac{F \uparrow (0)}{F \downarrow_{\text{extr}} \cdot \mu_0 \cdot \exp(-a_{\nu O_3} \cdot 0.3 \text{ atm cm} / \mu_0)} \quad (55)$$

$$A_{pv}(\mu) = \frac{F \uparrow (0) \cdot \exp(-a_{\nu O_3} \cdot 0.3 \text{ atm cm} \cdot 1.66)}{F \downarrow_{\text{extr}} \cdot \mu_0} \quad (56)$$

Der Faktor $\exp(-a_{\nu O_3} \cdot 0.3 \text{ atm cm} \cdot 1.66)$ ist unabhängig vom Zenitwinkel für jedes Spektralintervall gleich groß. Dieses ergibt eine konstante Albedoänderung für jeden Zenitwinkel, kann also die Albedoerniedrigung für $\mu_0=0.1$ nicht begründen. Somit muß die Ozonabsorption, die den einfallenden Strahlungsfluß verringert, die Ursache sein. Aufgrund des Verlaufs der e-Funktion ist die Absorptionzunahme bei kleinen Werten von μ_0 für geringe Änderungen der relativen Luftmasse größer als bei großen Werten von μ_0 . Dies bedingt eine relativ große Verringerung des Nenners in der Gleichung (55) zur Berechnung von A_{sv} , was zu einem hohen Wert der Albedo des Systems Boden+Troposphäre führt, wenn μ_0 klein ist.

5.9 Der Einfluß der Überlappung von Wolken auf die planetare Albedo

Um den Einfluß der Überlappung von Wolken auf die planetare Albedo zu untersuchen, werden die Ergebnisse aus dem letzten Kapitel für die vier geographischen Breiten benutzt. Eine weitere Grundlage sind die mittleren zonalen Bedeckungsgrade nach dem Wolkenatlas von TELEGADAS und LONDON(1954). Die planetare Albedo für die minimale und maximale Überlappung wurde berechnet als die Summe der anteiligen Albedowerte der einzelnen Wolken und Wolkenkombinationen. Die seitlich aus den Wolken austretenden Strahlungsflüsse werden also vernachlässigt. Sie können auch nicht mit einem eindimensionalen Rechenmodell, wie es in dieser Arbeit verwendet wird, berechnet werden. Die Albedounterschiede für minimale und maximale Überlappung der Wolken sind nach den Abbildungen 5.18 bis 5.21 allerdings gering. Sie betragen maximal 0.04 Anteile des einfallenden Strahlungsflusses.

Zusätzlich wurde der Einfluß der Überlappung von Wolken für verschiedene Gebiete über dem Nordatlantik untersucht. Ein Ergebnis für 53°N und 30°W bis 0°E für den Zeitraum Dezember-Januar-Februar (DJF) zeigt die Abbildung 5.23. Sie basiert auf den in Abbildung 5.22 dargestellten Werten der planetaren Albedo für die einzelnen Wolken und Wolkenkombinationen. Für den Bedeckungsgrad wurde in Ermangelung von genauen Daten ein leicht veränderter Bedeckungsgrad nach TELEGADAS und LONDON(1954) verwendet. Diese Änderung wurde notwendig, um vergleichbare Ergebnisse auch für eine teilweise Überlappung der Wolken zu erhalten. Die Bedeckungsgrade für eine teilweise Überlappung der Wolken wurden abgeleitet aus einem Wolkenatlas von HAHN und WARREN(1982), der Angaben über das gemeinsame Auftreten von verschiedenen Wolkentypen für maritime Gebiete enthält, den physikalisch sinnvollen Wolkenkombinationen sowie dem modifizierten Bedeckungsgrad. Bei der Verwendung des ursprünglichen Bedeckungsgrades hätte sich ein Bedeckungsgrad von mehr als 100%

für den Nimbostratus ergeben. Weiterhin ergibt sich für das gemeinsame Auftreten verschiedener Wolkentypen bei der teilweisen Überlappung eine Kombination Ns+St. Diese Wolken können aber bei der Verwendung der Wolkenhöhenlagen nach TELEGADAS und LONDON(1954) in einem eindimensionalen Modell nicht übereinander liegen. Dieses System wurde daher als Nimbostratus betrachtet, was aufgrund der hohen optischen Dicke des Ns auch gerechtfertigt erscheint. Die Bedeckung des Stratus wurde dann um diesen Teil wegen der gewünschten Vergleichbarkeit der Ergebnisse vermindert.

Abbildungen 5.18 bis 5.21 : Integrierte planetare Albedo A_p für minimale und maximale Überlappung der Wolken.
 $n_{\text{oaer}} = 5 \cdot 10^6 \text{ m}^{-3}$, A_B abhängig von μ_0

Abb. 5.18 : $T_0 = 300\text{K}$, $A_B = 8\%$

Abb. 5.19 : $T_0 = 299\text{K}$, $A_B = 13\%$

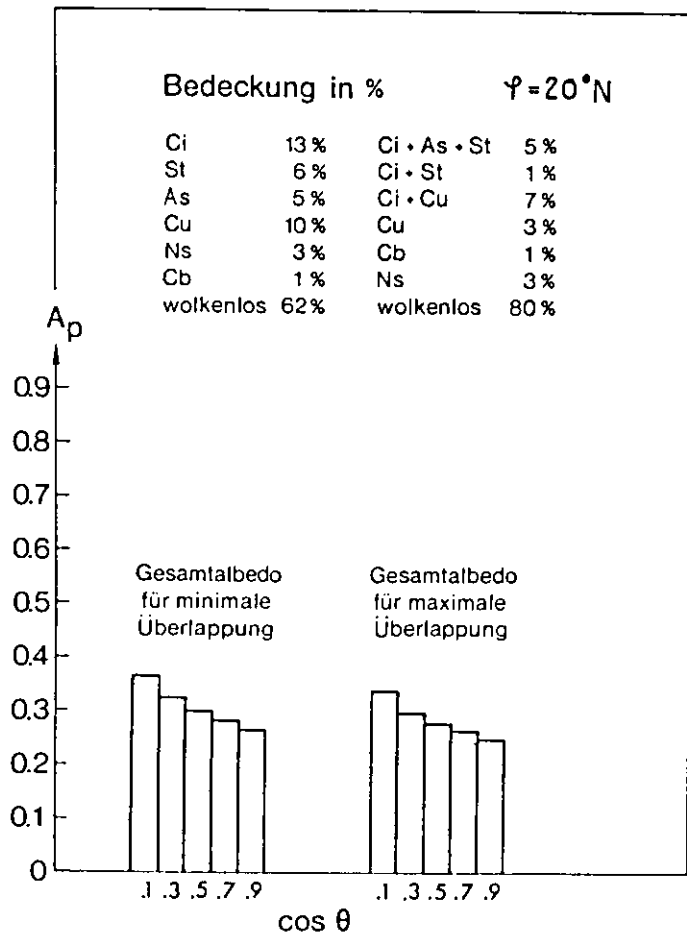
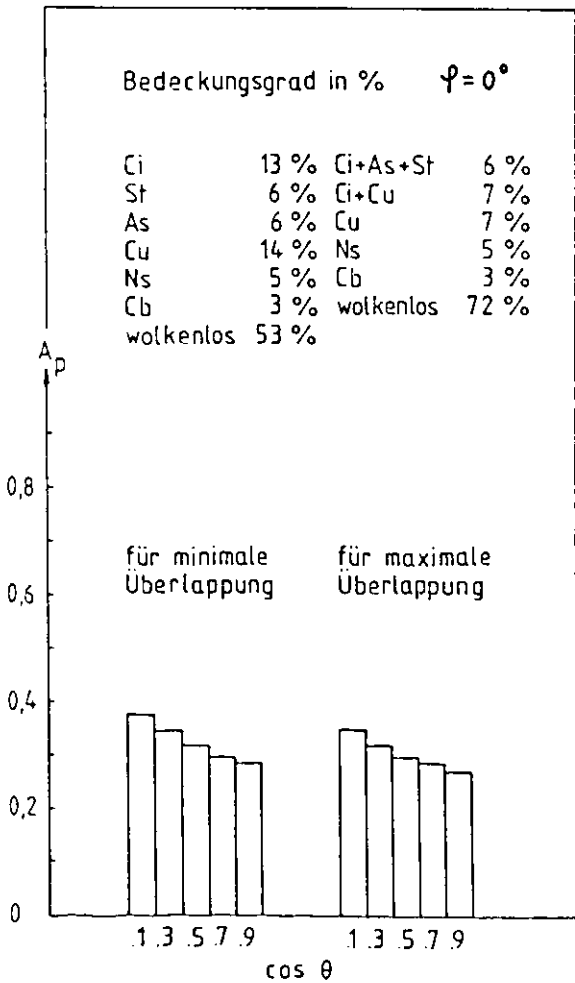
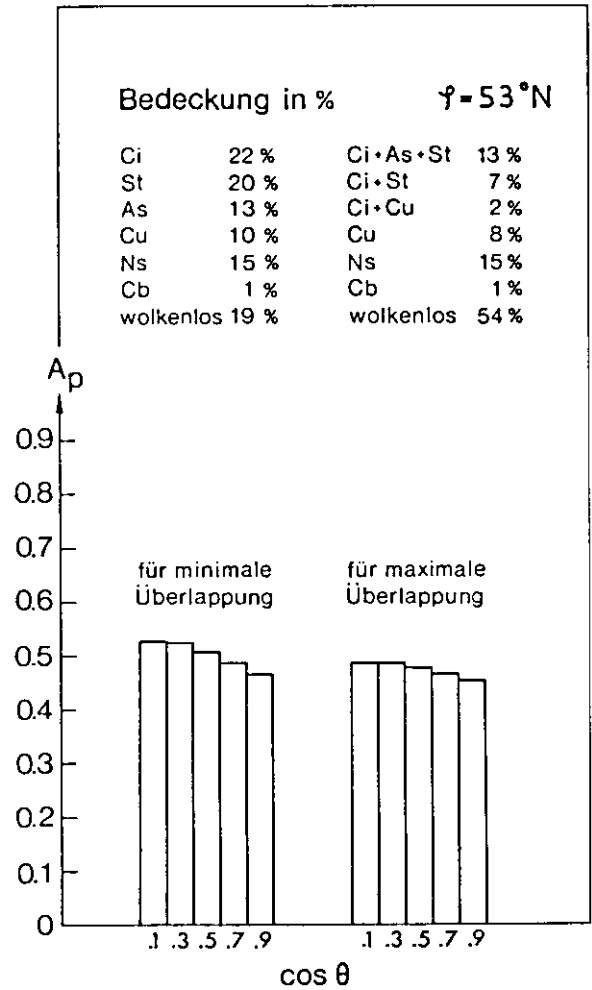
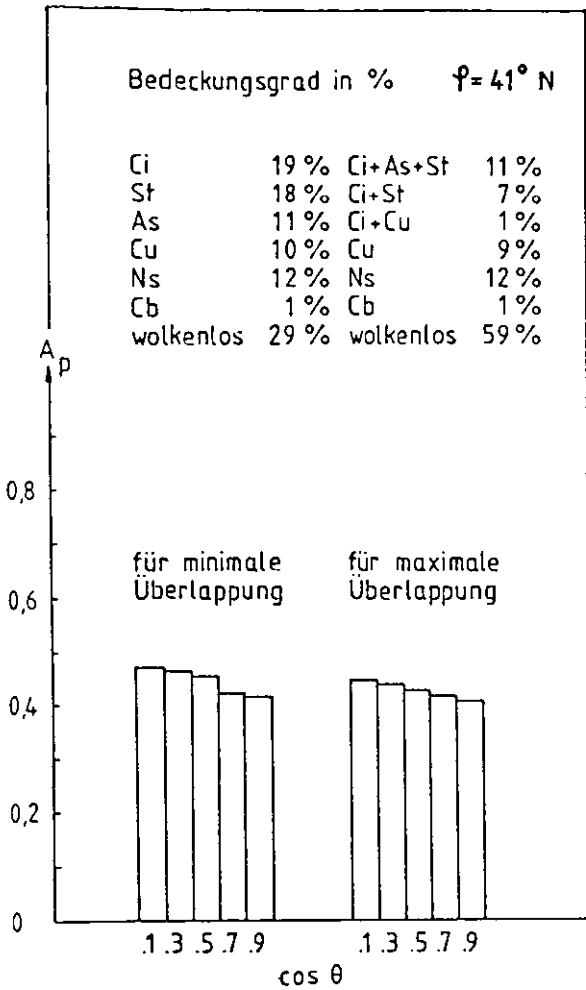


Abb. 5.20 : $T_0=283K$, $A_B=29\%$

Abb. 5.21 : $T_0=277K$, $A_B=33\%$



Wie es zu erwarten ist, liegt die integrale planetare Albedo für die teilweise Überlappung zwischen den entsprechenden Werten für die minimale und maximale Überlappung. Wie es die Abbildung 5.24, die die Differenzen der planetaren Albedo aus Abbildung 5.23 zeigt, darstellt, sind die Unterschiede der planetaren Albedo für verschiedene Überlappungsgrade nicht zu vernachlässigen. Dieses hat seine Ursache in einem hohen Bedeckungsgrad, der für unterschiedliche Überlappungsgrade einen stark variablen Anteil der wolkenfreien Atmosphäre ergibt, wobei die Albedo der wolkenfreien Atmosphäre aufgrund der niedrigen Bodenalbedo gering ist. Bei den Berechnungen zu den Abbildungen 5.18 bis 5.21 fielen dagegen Gebiete einer niedrigen Bodenalbedo mit denen geringer Bewölkung zusammen.

Abbildung 5.22 : Integrierte planetare Albedo A_p für wolkenlos, alle Wolkentypen und Wolkenkombinationen. Tropfenspektren: Ci: Cs, alle übrigen Wolken C5. $T_o=277K, n_{oer} = 5 \cdot 10^6 m^{-3}$
 $A_B=9\%$ abhängig von μ_o , unterer Rand eine Ozeanoberfläche
 Werte jeweils von links nach rechts für $\mu_o=0.1, 0.3, 0.5$

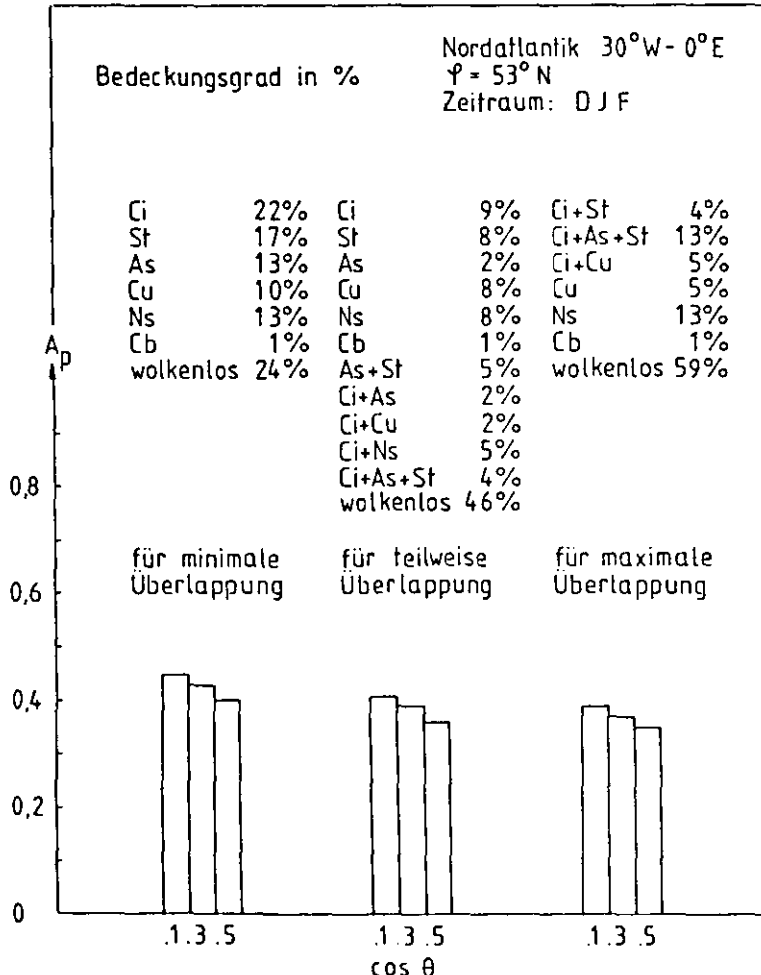
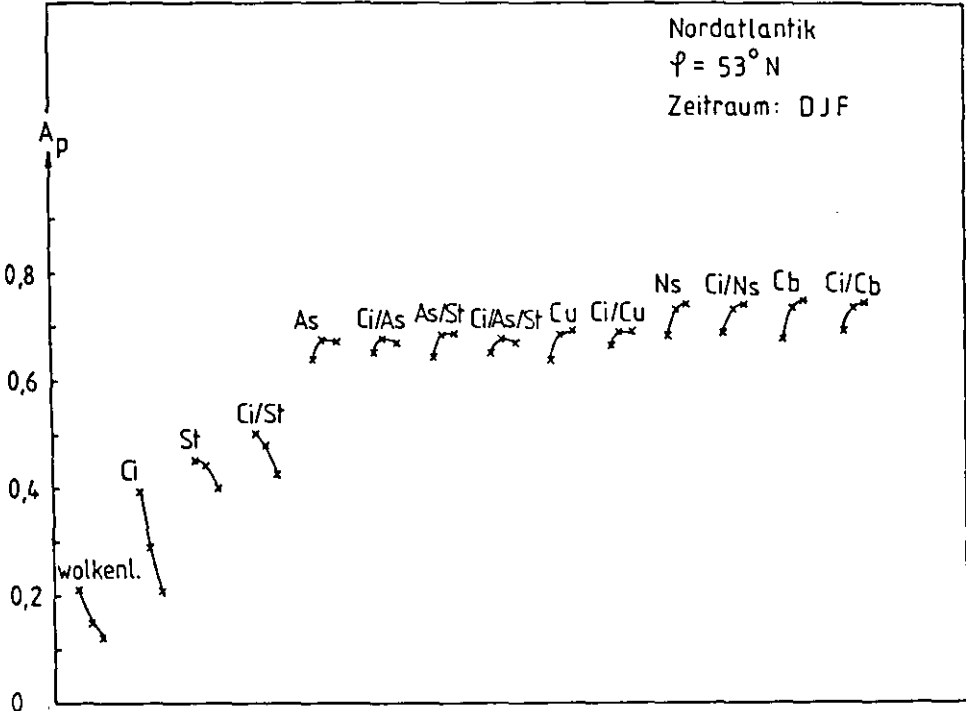
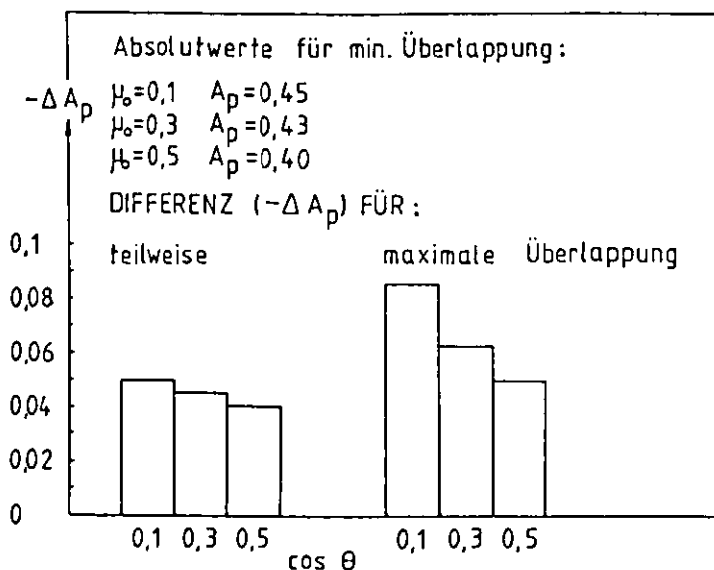


Abbildung 5.23 : Integrierte planetare Albedo A_p für minimale und maximale Überlappung der Wolken. Randbedingungen wie in Abb. 5.22

Abbildung 5.24 : Differenzen der integrierten planetaren Albedo A_p für verschiedene Überlappungsgrade aus Abb.5.23 Randbedingungen wie in Abb. 5.22



5.10 Einfluß der Überlappung von Wolken auf die Erwärmungsraten

Für die Bestimmung des Einflusses verschiedener Überlappungsgrade der Wolken auf die Erwärmungsraten werden die gleichen Bedeckungsgrade wie in Abbildung 5.23 benutzt. Berechnet wurden die Erwärmungsraten ebenfalls für den Nordatlantik im Gebiet 53°N und $30^\circ\text{W}-0^\circ\text{E}$ für den Zeitraum Dezember bis Februar. Für die Schichteinteilung nach TELEGADAS und LONDON(1954) zeigt Tabelle 5.8 die Erwärmungsraten für $\mu_0=0,3$. Die Erwärmungsraten für die Bedeckung mit den einzelnen Wolkentypen sowie den Wolkenkombinationen zeigen dabei die erwarteten Ergebnisse. So nimmt die Erwärmungsrate mit zunehmendem LWC, gleiche Schichtdicke und gleiches Tropfenspektrum vorausgesetzt, zu. Ein über einer unteren Wolke liegender Cirrus verringert die Erwärmungsraten in und oberhalb der unteren Wolke. Im Cirrus selbst erhöht eine darunterliegende Wolke die Erwärmungsrate.

Tabelle 5.8 : Erwärmungsraten in K/d im Bereich von 53°N und 30°W-0°E für den Nordatlantik in den Monaten DJF. Tropfenspektren: Ci: Cs, alle übrigen Wolken C5. $T_0=277K$, $n_{oaer}=5 \cdot 10^6 m^{-3}$, $\mu_0=0.3$, $A_B=9\%$ abhängig von μ_0 , der untere Rand ist eine Ozeanoberfläche. Die Überlappungsgrade entsprechen denen in Abbildung 5.23.

Höhe in m	Erwärmungsraten in K/d					
	wol- kenlos	Ci	St	As	Cu	Ns
12000-10000	0.016	0.017	0.018	0.019	0.018	0.019
10000- 8000	0.093	0.100	0.095	0.099	0.097	0.100
8000- 6000	0.386	1.409	0.391	0.414	0.367	0.415
6000- 4000	0.718	0.347	0.734	0.838	0.768	0.846
4000- 2500	0.700	0.411	0.749	1.779	0.857	2.147
2500- 1800	0.662	0.413	0.754	0.024	3.121	0.068
1800- 1450	0.643	0.410	0.766	0.027	0.200	0.016
1450- 1150	0.629	0.407	0.778	0.029	0.037	0.005
1150- 950	0.617	0.403	3.921	0.030	0.010	0.002
950- 850	0.608	0.401	0.143	0.030	0.010	0.001
850- 0	0.579	0.392	0.152	0.032	0.011	0.001
	Cb	As+St	Ci+St	Ci+As	Ci+Cu	Ci+Ns
12000-10000	0.019	0.019	0.017	0.017	0.017	0.017
10000- 8000	0.100	0.099	0.101	0.104	0.102	0.104
8000- 6000	0.416	0.414	1.480	1.555	1.523	1.558
6000- 4000	0.849	0.839	0.362	0.447	0.394	0.456
4000- 2500	2.224	1.808	0.454	1.245	0.554	1.606
2500- 1800	0.013	0.037	0.490	0.023	2.317	0.067
1800- 1450	0.002	0.044	0.505	0.026	0.194	0.016
1450- 1150	0.000	0.043	0.532	0.028	0.037	0.005
1150- 950	0.000	0.090	2.348	0.029	0.010	0.002
950- 850	0.000	0.022	0.153	0.029	0.010	0.001
850- 0	0.000	0.024	0.157	0.031	0.012	0.001
	Ci+Cb	Ci+As+St	min. Ü.	max. Ü.	teil. Ü.	
12000-10000	0.017	0.017	0.018	0.017	0.017	
10000- 8000	0.104	0.104	0.084	0.097	0.097	
8000- 6000	1.559	1.552	0.618	0.641	0.633	
6000- 4000	0.460	0.444	0.678	0.672	0.674	
4000- 2500	1.667	1.285	1.004	0.970	0.975	
2500- 1800	0.013	0.035	0.702	0.696	0.711	
1800- 1450	0.002	0.041	0.400	0.427	0.428	
1450- 1150	0.000	0.046	0.381	0.403	0.398	
1150- 950	0.000	0.109	0.908	0.473	0.645	
950- 850	0.000	0.021	0.264	0.369	0.331	
850- 0	0.000	0.022	0.256	0.352	0.318	

Die Erwärmungsraten für die verschiedenen Überlappungsgrade wurden durch eine Aufsummierung der anteiligen Erwärmungsraten der einzelnen Wolken und Wolkenkombinationen erhalten. Eine zusätzliche Erwärmung durch seitlich aus einer Wolke tretende Strahlung oder eine verringerte Erwärmung durch die Abschattung der einfallenden Strahlung durch eine andere Wolke wurden also vernachlässigt. Die Tabelle 5.8 zeigt, daß der Überlappingsgrad der Wolken für die Erwärmungsraten im oberen Bereich der Troposphäre kaum eine Rolle spielt. Im unteren Bereich hingegen, unterhalb der Obergrenze des Stratus, werden die Unterschiede beträchtlich. Dieses wird verursacht durch den stark variablen Anteil der wolkenlosen Atmosphäre sowie die deutlich verringerte Erwärmungsrate in einem Stratus, wenn eine andere Wolke darüber liegt. Da die Überlappingsgrade der Wolken in Ermangelung von Daten noch nicht bestimmt werden konnten, wurden in dieser Arbeit keine weitergehenden Untersuchungen in diesem Punkt angestellt. Diese Untersuchungen sind erst dann möglich, wenn zum gemeinsamen Auftreten der verschiedenen Wolkentypen die entsprechenden Bedeckungsgrade bekannt sind. Solche Daten existieren zur Zeit noch nicht.

5.11 Berechnung der planetaren Albedo für den Juli

Für die Berechnung der planetaren Albedo A_p für den Juli wurden die folgenden Annahmen gemacht:

- Die Cirren werden durch eine Cs-Verteilung beschrieben.
- St, As und Cu werden durch eine C5-Verteilung beschrieben, bei $T(z) < 258K$ wird eine Cs-Verteilung benutzt.
- Ns und Cb werden durch eine $(0.5C5 + 0.5C6)$ -Verteilung beschrieben, wobei die Faktoren den anteiligen Extinktionskoeffizienten angeben. Ist $T(z) < 258K$, so wird ebenfalls eine Cs-Verteilung benutzt.
- Die Bedeckungsgrade und die Wolkenhöhen entsprechen den von TELECADAS und LONDON(1954) angegebenen Werten, siehe Anhang Tabelle I und II.

- Die Bodentemperaturen entsprechen denen von HANN-SÜRING (1941), dargestellt im Anhang in Abbildung I. Die relative Feuchte am Boden f_0 beträgt einheitlich 60%.
- Die Aerosolteilchenzahldichte am Boden n_{oaer} beträgt einheitlich $5 \cdot 10^6 \text{ m}^{-3}$.

Die planetare Albedo der einzelnen geographischen Breiten wurde jeweils für die fünf folgenden Stützstellen des Cosinus des Zenitwinkels berechnet:

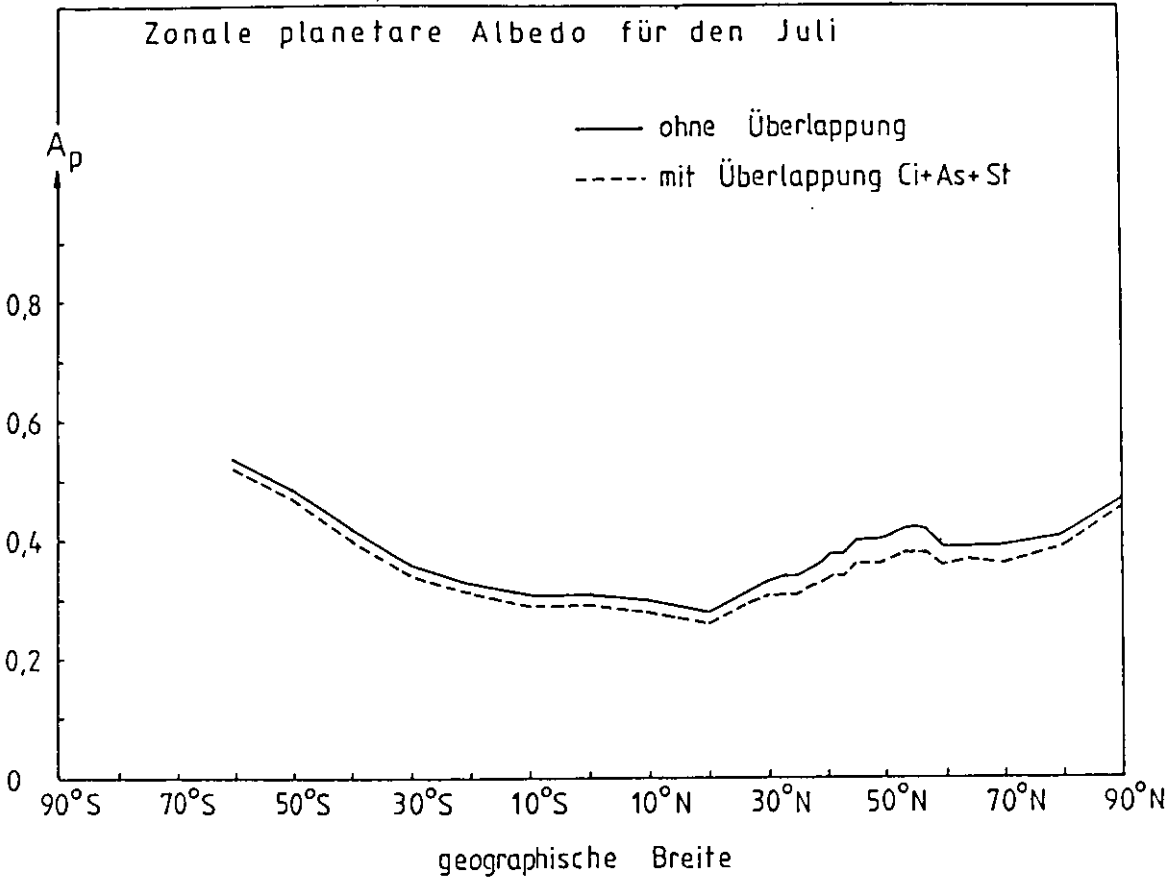
$$\mu_0 = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9$$

Eine Wichtung über den Zenitwinkel erfolgte entsprechend der Sonnenscheindauer in Abhängigkeit vom Zenitwinkel, wobei über den Cosinus des Zenitwinkels gemittelt wurde. Die Abbildung 5.25 zeigt die errechneten Werte der zonalen planetaren Albedo für die verschiedenen geographischen Breiten.

Aus diesen Daten ergibt sich dann die planetare Albedo durch eine der anteiligen bestrahlten Fläche entsprechende Aufsummierung der Albedowerte der einzelnen geographischen Breiten. Sie wurde einmal für eine minimale Überlappung der Wolken berechnet und einmal für eine teilweise Überlappung der Wolken berechnet. Bei der teilweisen Überlappung wurde angenommen, daß lediglich die Kombination Ci+As+St auftritt, sofern es die Bewölkungsgrade der einzelnen Wolkentypen erlauben.

Für die minimale Überlappung der Wolken ergibt sich eine planetare Albedo A_p von 33%, für die teilweise Überlappung ergibt sich eine planetare Albedo A_p von 31%. Der letzte Wert stimmt gut mit den Ergebnissen aus Satellitenmessungen überein, gemessen wurden 30% (MÖLLER, 1973).

Abbildung 5.25 : Zonale planetare Albedo A_p für den Juli
Tropfenspektren: Ci: Cs; St,As und Cu: C5 , bei $T(z) < 258K$:
Cs; Ns und Cb: $0.5C5 + 0.5C6$, bei $T(z) < 258K$:Cs
Bodenalbedo nach BAUMGARTNER(1976), abhängig von μ_0 (Anh.Tab.III)
Bodentemperaturen nach HANN-SÜRING(1941) (Anh.Abb.I)
• $n_{oaer} = 5 \cdot 10^6 m^{-3}$, Bewölkung nach Anhang Tab.I und II



5.12 Erwärmungsraten für den Juli

Für die minimale Überlappung von Wolken wurde für verschiedene geographische Breiten von $60^\circ S$ bis $90^\circ N$ die Erwärmungsraten berechnet. Die Ergebnisse zeigt Tabelle 5.9 . Die Annahmen für die Berechnung sind die gleichen wie für die Berechnung der zonalen planetaren Albedo. Da der Überlappungsgrad der Wolken nicht bekannt ist und nach Kapitel 5.11 großen Einfluß auf die Erwärmungsraten hat, wurde davon abgesehen, diese auch für eine Überlappung der Wolken zu berechnen. Die Erwärmungsraten in Tabelle 5.9 beziehen sich auf die Sonnenscheindauer pro Tag, was auch die relativ hohen Werte für die hohen nördlichen Breiten erklärt.

Gleichzeitig soll aber noch einmal darauf hingewiesen werden, daß sich diese Erwärmungsraten nur aus der Absorption solarer Strahlung ergeben, also keine sensiblen oder latenten Wärmeflüsse berücksichtigt sind, und daß auch die langwellige Ausstrahlung nicht enthalten ist, so daß die Erwärmungsraten nicht viel mit den in der Atmosphäre beobachteten Werten gemein haben. Die langwellige Ausstrahlung sorgt dabei für eine Abkühlung der Atmosphäre, besonders stark ausgeprägt ist dies an den Wolkenober- und -untergrenzen, während sich die langwellige Abkühlung in den Wolken kaum bemerkbar macht.

Tabelle 5.9 : Erwärmungsraten pro Tag für verschiedene geographische Breiten im Juli unter Berücksichtigung der täglichen Sonnenscheindauer und des Cosinus des Zenitwinkels der Sonne μ_0 . Die Höheneinteilung entspricht der von TELEGADAS und LONDON(1954), ebenso die Bedeckungsgrade und die Wolkenhöhenlagen (Anhang Tabelle I und II). Die Werte der Bodenalbedo stammen von BAUMGARTNER(1976) (Anhang Tab. III), sie hängen nach Gl.(45) von μ_0 ab. Die Bodentemperaturen stammen von HANN-SÜRING(1941) (Anhang Abb.I). $n_{\text{oaer}} = 5 \cdot 10^6 \text{ m}^{-3}$.

Höhe von... bis in m	Erwärmungsrate in K/Tag							
	60°S	50°S	40°S	30°S	20°S	10°S	0°	10°N
12000-10000	0	0	0.06	0.08	0.10	0.10	0.14	0.02
10000- 8000	0.03	0.06	0.03	0.04	0.06	0.08	0.11	0.30
8000- 6000	0.03	0.09	0.20	0.27	0.40	0.45	0.46	0.52
6000- 4000	0.05	0.21	0.43	0.55	0.77	0.91	1.25	1.30
4000- 2500	0.09	0.34	0.38	0.56	0.80	0.91	1.05	1.18
2500- 1800	0.03	0.12	0.22	0.34	0.49	0.51	0.59	0.67
1800- 1450	0.03	0.12	0.44	0.56	0.77	0.50	0.57	0.86
1450- 1150	0.03	0.27	0.16	0.28	0.41	0.69	0.57	0.62
1150- 950	0.11	0.08	0.16	0.28	0.41	0.46	0.81	0.62
950- 850	0.02	0.08	0.16	0.28	0.41	0.46	0.54	0.62
850- 0	0.02	0.08	0.16	0.28	0.41	0.46	0.54	0.61

Fortsetzung Tabelle 5.9 :

	20°N	30°N	39°N	49°N	60°N	70°N	80°N	90°N
12000-10000	0.16	0.19	0.02	0.01	0.02	0.01	0.01	0.01
10000- 8000	0.15	0.14	0.31	0.10	0.08	0.06	0.06	0.04
8000- 6000	0.59	0.56	0.48	0.60	0.52	0.41	0.33	0.29
6000- 4000	1.26	1.48	0.96	0.84	0.71	0.59	0.52	0.51
4000- 2500	1.14	1.11	1.59	1.58	0.88	0.77	0.60	0.66
2500- 1800	0.79	0.75	1.25	1.13	1.79	1.59	0.98	1.09
1800- 1450	1.03	1.16	0.71	0.60	1.29	1.12	0.73	0.88
1450- 1150	0.73	0.65	1.35	0.59	0.58	0.57	0.43	0.50
1150- 950	0.73	0.65	0.58	1.52	0.51	0.50	0.42	0.51
950- 850	0.73	0.65	0.58	0.48	1.67	1.52	1.01	1.21
850- 0	0.73	0.65	0.58	0.48	0.44	0.42	0.36	0.47

Für die Höhe der Erwärmungsraten bei der Überlappung von Wolken kann aufgrund der Ergebnisse in Abschnitt 5.11 nur folgendes ausgesagt werden:

- Im Bereich der hohen und mittelhohen Wolken bleiben die Erwärmungsraten nahezu konstant.
- Im Bereich der tiefliegenden Stratusbewölkung sinken die Erwärmungsraten bei der Überlappung von Wolken ab.
- Im unteren Bereich der Troposphäre unterhalb des Stratusniveaus steigen die Erwärmungsraten aufgrund des größeren Anteils der wolkenfreien Atmosphäre an.

6 Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren

Um das Modell zu überprüfen, wurden die Ergebnisse der Albedorechnungen mit denen anderer Autoren verglichen. Einen Vergleich der Albedo einer Stratuswolke mit einem Flüssigwassergehalt von 0.2gm^{-3} in einer Höhe von 1000 bis 1500m mit verschiedenen Tropfenspektren mit den von GRASSL(1982) berechneten Werten zeigt Abbildung 6.1. Die für die Rechnungen benutzten Atmosphärenparameter sowie die Schicht-einteilung der Modelle sind identisch. Unterschiedlich ist nur die Art der verwendeten Aerosolteilchen, wobei in beiden Fällen nur die trockene Aerosolteilchenmasse berücksichtigt wird. Während in dieser Arbeit das verwendete Rechenmodell die Delta-Eddington-Näherung ist, verwendete GRASSL(1982) die Matrix-Operator-Theorie. Wie Abbildung 6.1 zeigt, ist die Übereinstimmung der berechneten Werte der planetaren Albedo A_p gut, obwohl eine verschiedene Aerosolteilchenart und ein unterschiedliches Rechenmodell benutzt wurde. Dabei nehmen die Unterschiede mit zunehmender optischer Dicke ab, was darauf schließen läßt, daß die Unterschiede auf die unterschiedlichen Aerosolteilchen zurückzuführen sind (siehe auch Kapitel 5.3).

Ein mehr qualitativer Vergleich wurde mit Ergebnissen von KINNE(1981) durchgeführt. Verglichen wurde der Einfluß einer Cirruswolke auf die Albedo eines Nimbostratus (Abbildung 6.2) und die Albedo einer im oberen Teil vereisten Nimbostratuswolke mit der einer reinen Wasserwolke (Abbildung 6.3). Ein exakter Vergleich ist hier nicht möglich, weil sich die Wolken zum Teil im Tropfenspektrum unterscheiden und bei den Modellen unterschiedliche Atmosphärenparameter sowie unterschiedliche Aerosolteilchenarten und -massen verwendet wurden. KINNE(1981) benutzte in seinem Modell die Matrix-Operator-Theorie zur Berechnung der Strahlungsflüsse. Die qualitative Übereinstimmung der Modellrechnungen ist trotzdem gut. Wie die Abbildungen 6.2 und 6.3 zeigen, beeinflußt ein über einer unteren optisch dicken Wolke liegender Cirrus die Albedo kaum oder führt zu einem geringen Absinken der Albedo A_s . Eine Vereisung

einer Wolke in ihrem oberen Teil führt zu einer deutlichen Albedoabnahme, wie es die Rechnungen beider Modelle ergeben.

Abbildung 6.1 : Planetare Albedo A_p einer Stratuswolke für verschiedene Tropfenspektren als Funktion der optischen Dicke, integriert über den solaren Spektralbereich. Die Wolke liegt in 1000 bis 1500m Höhe und hat einen mittleren LWC von 0.2gm^{-3} . $T_o=288\text{K}$, $\mu_o=0.9$, $A_B=20\%$

Verteilung des LWC :

Höhe in m	LWC in gm^{-3}
1500	0.000
1475	0.150
1450	0.300
1400	0.282
1300	0.243
1200	0.205
1100	0.165
1000	0.000

Verwendete Tropfenspektren:

GRASSL(1982) : C1, C2, C3, C5 und C6

BUMKE : C1, C5, $(0.5C5+0.5C6)$ und C6 , wobei sich die 0.5 auf die Anteile der Extinktionskoeffizienten der einzelnen Tropfenspektren beziehen.

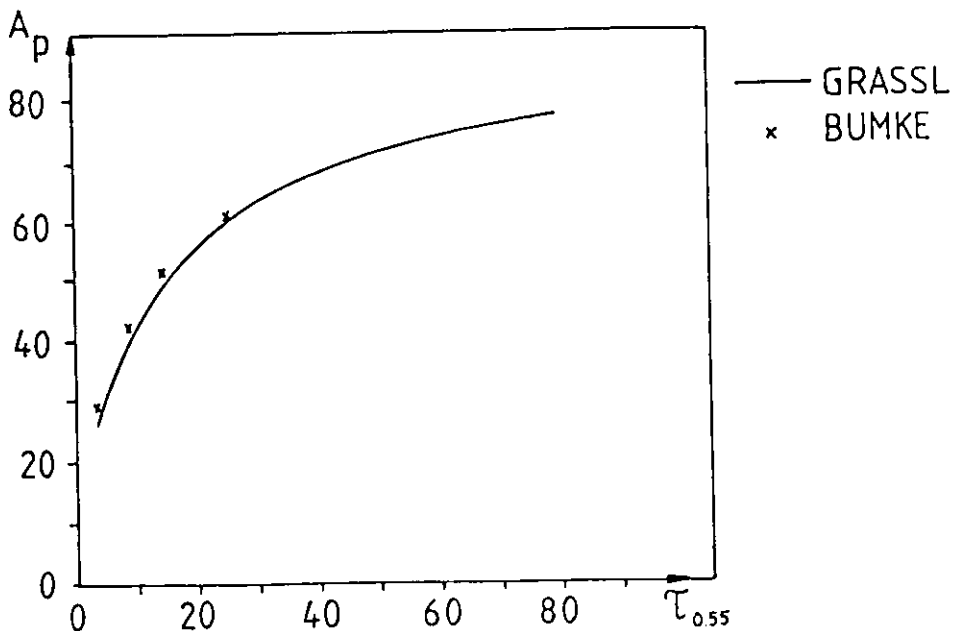


Abbildung 6.2 : Albedo des Systems Boden+Troposphäre A_s für Ns und Ns+Ci. Vergleich mit den Ergebnissen von KINNE(1981). Unterschiedliche Werte der Bodenalbedo und verschiedene Atmosphärenparameter für beide Berechnungen, ebenso unterscheiden sich Aerosolteilchenart und -masse. Die benutzten Werte sind:

BUMKE: Tropfenspektrum : Ci: Cs, Ns: C5

$T_o=277K$, $A_B=33\%$, Ci in 6000-8000m, Ns in 950-4000m
LWC: Ci: 0.01, Ns: $0.5gm^{-3}$, parabolisches Profil mit Maximum des LWC in 90% der Wolkenhöhe, gerechnet von der Wolkenbasis aus.

$\tau_{0.55aer}=0.01$ für die gesamte Atmosphäre

KINNE: Tropfenspektrum : Ci: Cs, Ns: C5+C6

Modellatmosphäre nach Mc CLATCHEY für mittl. Breiten

Ci in 9000-11000m, Ns in 1500-3500m

LWC: Ci: 0.01, Ns: $0.75gm^{-3}$, im Ci konstanter LWC, im Ns höhenverteilt, der Ns ist regenfähig

$\tau_{0.55aer} \approx 0.1$ für die gesamte Atmosphäre

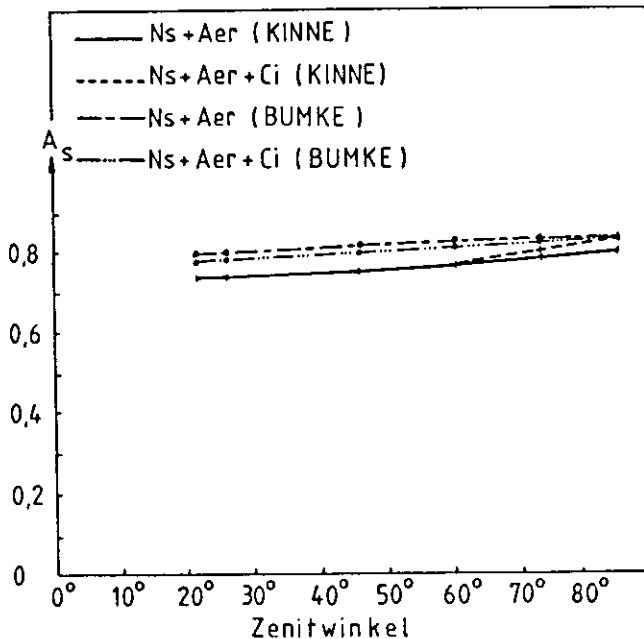


Abbildung 6.3 : Albedo des Systems Boden+Troposphäre A_s für einen Ns, Ns mit Ci uncinus, Cb ohne Eiskappe und einen Cb mit Eiskappe.

Atmosphärenparameter wie in Abb. 6.2, ebenso die optische Dicke der Aerosole. Wolkenparameter:

BUMKE : Cb mit und ohne Eiskappe: $LWC=1.0\text{gm}^{-3}$, parabolisches Profil des LWC mit Maximum in 90% der Wolkenhöhe gerechnet von der Wolkenbasis aus

Tropfenspektrum: Cb o. Eisk. : C5

Cb m. Eisk. : C5 und bei

$T(z) < 258\text{K}$ Cs

Cb in 1150-4000m

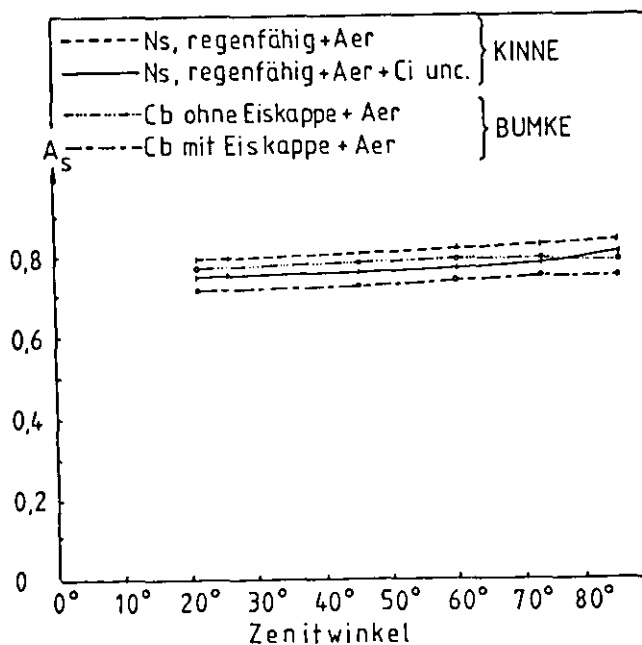
KINNE : Ns : $LWC=1.0\text{gm}^{-3}$, Ci unc : $LWC=0.1\text{gm}^{-3}$, für beide Wolkentypen ist eine Höhenverteilung des LWC angenommen worden.

Tropfenspektrum: Ns : C5+C6, Ci unc : Cirrus unc.-

Verteilung nach HEYMSFIELD-ONO

Ns in 1000-6000m

Ci unc in 6000-8000m



7 Schlußbetrachtung

Mit einem eindimensionalen Strahlungsübertragungsmodell wurden die Albedo und die Erwärmungsraten für eine bewölkte Atmosphäre berechnet, wobei der Schwerpunkt der Arbeit auf der Untersuchung des Einflusses von Wolkenkombinationen auf die planetare Albedo lag.

Für die Wolkenkombinationen ergibt sich in erster Näherung, daß die Albedo eines Wolkensystems in etwa der Albedo der optisch dickeren Wolke entspricht. Die Abweichungen davon werden im wesentlichen von der optischen Dicke der oberen und unteren Wolke bestimmt. Dabei gilt:

- Für die Kombination einer optisch dicken oberen Wolke mit einer optisch dünnen Wolke bleibt die Albedo nahezu gleich der der oberen Wolke oder steigt ganz wenig an.
- Für die Kombination einer optisch dünnen oberen Wolke mit einer optisch dünneren unteren Wolke steigt die Albedo, verglichen mit dem Wert für die untere Wolke, an.
- Für die Kombination einer oberen optisch dünnen Wolke mit einer unteren optisch dicken Wolke sinkt die Albedo, verglichen mit dem Wert der unteren Wolke .

Während die Ergebnisse für die beiden ersten Wolkenkombinationen nicht überraschen, wenn man von der Annahme ausgeht, daß eine insgesamt leicht erhöhte optische Dicke auch eine mindestens gleich große Albedo ergibt, so erstaunt auf den ersten Blick das Ergebnis für die dritte mögliche Wolkenkombination. Eine genauere Untersuchung ergibt, daß diese Albedoerniedrigung auf eine erhöhte Absorption des Flüssigwassers in der optisch dünnen oberen Wolke zurückzuführen ist. Daß diese Absorption erhöht ist bei dieser Kombination, liegt im wesentlichen an den folgenden Punkten:

- die optisch dünne obere Wolke besitzt eine hohe Transmission. Infolgedessen verringert sich zwar die Absorption zwischen beiden Wolken etwas, gleichzeitig bleibt aber der Strahlungsfluß nach unten hoch.
- die optisch dicke untere Wolke hat ein hohes Rückstreuvermögen. Dadurch gelangt ein großer Teil der durch die

obere Wolke nach unten fallenden Strahlung wieder zurück in die obere Wolke, wodurch die Absorption in dieser relativ stark ansteigt. Gleichzeitig reicht die optisch dicke untere Wolke bis in relativ große Höhen, so daß der Bereich zwischen den beiden Wolken, in dem die Absorption herabgesetzt wird, relativ klein bleibt. Da außerdem die Transmission einer solchen Wolke klein ist, hat der durch die obere Wolke etwas verringerte nach unten gehende Strahlungsfluß auf die Transmission insgesamt keinen Einfluß.

Als Folge ergibt sich dann eine gleichbleibende Transmission, eine erhöhte Absorption und somit eine verringerte Albedo für die Kombination einer optisch dünnen oberen Wolke mit einer optisch dicken unteren Wolke.

Insgesamt gesehen bleiben aber die Änderungen der lokalen planetaren Albedo für Wolkenkombinationen, verglichen mit der lokalen planetaren Albedo für die entsprechenden optisch dicken isolierten Wolken der Kombinationen, klein. Bei einer Berechnung der lokalen planetaren Albedo für eine mittlere Bewölkung mit verschiedenen Wolkentypen darf allerdings der Überlappungsgrad der Wolken nicht vernachlässigt werden. Dieser bestimmt nämlich im wesentlichen den Anteil der wolkenfreien Atmosphäre an der Albedo. Die planetare Albedo der wolkenfreien Atmosphäre wiederum hängt im wesentlichen von der Bodenalbedo ab, so daß sich bei einem hohen Überlappungsgrad der Wolken und gleichzeitig niedriger Bodenalbedo eine beträchtliche Erniedrigung der lokalen planetaren Albedo ergibt. Der Einfluß der Überlappung läßt sich jedoch leicht abschätzen durch eine Rechnung mit der minimalen und maximalen Überlappung der einzelnen Wolkentypen.

Obwohl die in dieser Arbeit verwendeten Größenverteilungen und die verwendete Aerosolteilchenzahldichte eine gute Übereinstimmung der berechneten planetaren Albedo mit den Satellitenmessungen ergab, sollen doch noch einige kritische Anmerkungen dazu gemacht werden. So ergibt ein planparalleles Rechenmodell, wie es in dieser Arbeit verwendet

wurde, generell etwas zu hohe Albedowerte für Wolken, verglichen mit einem dreidimensionalen Rechenmodell, wobei der Fehler in etwa dem Aerosolteilchenbeitrag zur Albedo entspricht (GRASSL,1978). Da in dieser Arbeit eine Aerosolteilchendichte für Reinstluftgebiete verwendet wurde, ergibt sich ein gewisser Ausgleich dieses Fehlers. Weiterhin wurde einheitlich mit einer maritimen Größenverteilung der Wolkenelemente gerechnet, was für die kontinentalen Gebiete nicht gerechtfertigt ist. Dort sind die Wolkenelemente kleiner, was zu einer Erhöhung der Albedo führen würde. Ein Ausgleich wird dadurch erreicht, daß für die Wolken stets relativ große Mächtigkeiten, wie sie vom Wolkenatlas von TELEGADAS und LONDON(1954) vorgegeben waren, benutzt wurden und ein eindimensionales Modell außerdem keine durchbrochene Bewölkung zuläßt. Die Übereinstimmung der berechneten planetaren Albedo ist also trotz der vielen Unsicherheiten bei den optischen Parametern der Wolken erstaunlich gut, was die gemachten Annahmen auch im nachhinein rechtfertigt.

Während also für die Berechnung der integralen Größen wie der Albedo recht gute Ergebnisse erzielt werden konnten, liegen die Unsicherheiten bei den berechneten Erwärmungsraten höher. Diese sind nämlich stark von der gewählten Schichteinteilung abhängig und werden stark von den Tropfenspektren der Wolken, der Verteilung des Flüssigwassers in den Wolken, dem Überlappingsgrad der Wolken sowie Aerosolteilchenart und -masse beeinflusst.

Dabei ist insbesondere der Einfluß der Überlappung der Wolken nicht zu vernachlässigen. Durch einen unterschiedlichen Überlappingsgrad der Wolken ergeben sich hohe Änderungen der Erwärmungsraten im unteren Bereich der Troposphäre unterhalb der Stratusobergrenze. Dafür gibt es zwei Ursachen. Zum einen wird die Erwärmungsrate in einem Stratus stark herabgesetzt, wenn ein Altostratus darüberliegt, bedingt durch die relativ geringe Transmission des Altostratus. Zum anderen macht sich der von der Überlappung abhängige Anteil der wolkenfreien Atmosphäre bemerkbar. Verglichen mit den Erwärmungsraten des Stratus, liegen

die Erwärmungsraten in der wolkenfreien Atmosphäre im Stratusniveau niedriger, darunter jedoch deutlich höher. Je nach Art der Überlappung ergeben sich also verschieden hohe Änderungen der Erwärmungsraten in diesem Bereich. In der Troposphäre oberhalb des Stratusniveaus hingegen bleiben die Erwärmungsraten unabhängig vom Überlappungsgrad nahezu konstant. Der Grund ist, daß Altostratus, Cumulus, Nimbostratus und Cumulonimbus nur in Kombination mit einem darüberliegenden Cirrus auftreten können. Dieser ist aber optisch dünn und beeinflußt daher die Erwärmungsraten in den darunterliegenden Wolken nur unwesentlich.

Aufgrund der starken Abhängigkeit der Erwärmungsraten vom Überlappungsgrad der Wolken benötigt man daher für weitergehende Untersuchungen der Erwärmungsraten weniger verbesserte Modelle als besseres Datenmaterial über die Wolken. Hier ist in erster Linie gefordert, für das gemeinsame Auftreten von verschiedenen Wolkentypen eine Kenntnis vom Bedeckungsgrad der einzelnen Wolkentypen zu bekommen. Da solche Daten zum heutigen Zeitpunkt noch nicht vorliegen, konnte in dieser Arbeit auch nicht, wie eigentlich gewünscht näher auf die Erwärmungsraten eingegangen werden.



Literaturverzeichnis

- BAUMGARTNER,A., MAYER,H. und METZ,W. 1976 :
Globale Verteilung der Oberflächenalbedo
Meteorologische Rundschau 29 S.38-43
- COAKLEY,JR., d. CESS,R. und YUREVICH,F. 1983 :
The effect of tropospheric aerosols on the earth's
radiation budget, a parametrization for climate models
J. Atmospheric Science 40 S.116-138
- DEIRMENDJIAN,D. 1969 :
Electromagnetic scattering on spherical polydispersions
American Elsevier Publishing Com. New York
- DEIRMENDJIAN,D. 1975 :
Far-infrared and submillimeter wave attenuation by clouds
and rain
JAM 14 S.1584-1593
- ELTERMAN,L. und TOOLIN,R.B. 1965 :
Atmospheric optics
in S.L. VALLEY, Handbook of Geophysics and Space
Environments.
AFCRL, U.S. Air Force ,Bedford , Mass Kapitel 7
- GOODY,R.M. 1964
Atmospheric radiation - theoretical
Clarendon Press, Oxford, England
- GRASSL,H. 1982
The influence of aerosol particles on radiation parameters
of clouds
J. of the Hungarian Meteorological Service 86 S.60-75
- GRASSL,H. 1978
Strahlung in getrübbten Atmosphären und Wolken
Hamburger geophysikalische Einzelschriften 37
- HAHN,C.J.,WARREN,S.G.,LONDON,J.,CHERVIN,R.M.,JENNE,R. 1982
Atlas of simultaneous occurrence of different cloud types
over the ocean
NCAR/TN-201+STR, Boulder, Colorado

HÄNEL,G. 1976

The single scattering albedo of atmospheric aerosols as a function of the relative humidity

J. Atmospheric Science 33 S.1120-1124

HANN,J.von und SÜRING,R. 1941

in GODSKE,C.L.,BERGERON,T.,BJERKNES,J. und BUNDGAARD,R.C.

Dynamic meteorology and weather forecasting, Seite 483

American Meteorological Society

Boston, Mass 1957

HANSEN,J.E. 1969

Exact and approximate solutions for multiple scattering by cloudy and hazy planetary atmospheres

J. Atmospheric Science 26 S.478-487

HENEY,L.G.,GREENSTEIN,J.L. 1941

Diffuse radiation in the galaxy

Astrophys. J. 93 S.70-83

HEYMSFIELD,A.J. 1975

Cirrus uncinus generating cells and the evolution of cirroform clouds

J. Atmospheric Science 32 S.1358-1366

HOBBS,P.V. 1974

Ice physics

Clarendon Press, Oxford, England

HULST,van de H.C. 1957

Light scattering by small particles

John Wiley and Sons, New York

IRVINE,W.M. und POLLACK,J.B. 1968

Infrared optical properties of water and ice-spheres

ICARUS 8 S.324-360

JOSEPH,J.H.,WISCOMBE,W.J. und WEINMAN,J.A. 1976

The Delta-Eddington-Approximation for radiative transfer

J. Atmospheric Science 33 S.2452-2459

KINNE,S. 1981

Einfluß von Eiswolken auf den Strahlungshaushalt der Atmosphäre

Diplomarbeit Uni Hamburg ,Fachbereich Geowissenschaften

KNOLLENBERG,R.G. 1977

The response of optical array spectrometers to ice and snow:
A study of probe size to crystal mass relationship
AFCRL-tr-75-0494

LINCKE,F. und BAUR,F. 1970

Meteorologisches Taschenbuch Band II
Leipzig

MASON,B.J. 1971

The physics of clouds 2.ed
Clarendon Press, Oxford Monographs on meteorology

MANSON,J.E. 1961

Radioactive and non radioactive particles in the stratosphere
in S.L. VALLEY, Handbook of geophysics and space environments
AFCRL, U.S. Air Force ,Bedford ,Mass Kapitel 5

MÖLLER,F. 1973

Einführung in die Meteorologie Band I+II
B.I. Wissenschaftsverlag, Mannheim

MOSKALENKOW,N.I. 1969

The spectrum transmission function in the band of water vapor,
O₃, N₂O and N₂ atmospheric components
Izv. Atmos. and Ocean. Phys. 5 S.1179-1190

ONO,A. 1969

The shape and riming properties of ice-crystals in natural
clouds
J. Atmospheric Science 26 S.138-147

PALTRIDGE,G.W. und PLATT,C.M.R. 1976

Radiative processes in meteorology and climatology
Elsevier Scientific Publishing Com., New York

PAYNE,R. 1972

Albedo of the sea surface
J. Atmospheric Science 29 S.959-970

POTTER,J.F. 1970

The Delta-Function-Approximation in radiative transfer theory
J. Atmospheric Science 27 S.943-949

- PRUPPACHER, H.R. und KLETT, J.D. 1978
Microphysics of clouds and precipitation
Reidel Publishing Com., Hingham, Mass
- SCHAAF, J.W. und WILLIAMS, D. 1973
Optical properties of ice in the infrared
J. Opt. Soc. of America 63 S.726-732
- TELEGADAS, K. und LONDON, J. 1954
A physical model for the northern hemisphere troposphere
for winter and summer
Scientific Report No 1, Contract AF-19(122)-165 Research
Division, College of Engineering, New York University
- TWOMEY, S. 1977
Atmospheric aerosols
Amsterdam Elsevier, Developments in atmospheric science
- ZDUNKOWSKI, W.G. und LIOU, Kuo-Nan 1976
Humidity effects on the radiative properties of a hazy
atmosphere in the visible spectrum
TELLUS 28 S.31-36

Tabelle I :

Wolkenunter- und -obergrenzen nach Telegadas und London für die verschiedenen Wolkentypen und geographischen Breiten im Jahresmittel

In der folgenden Tabelle gibt die obere Zahl die Wolkenobergrenze in m an, die untere Zahl die Wolkenuntergrenze in m an.

φ	Ci	St	As	Cu	Ns	Cb
90°S	8000	950	2500	-	2500	-
	6000	850	1800	-	850	-
80°S	8000	950	4000	2500	2500	4000
	6000	850	1800	1450	850	1450
70°S	8000	1150	4000	2500	2500	4000
	6000	950	1800	1450	950	1450
60°S	10000	1150	4000	4000	4000	6000
	8000	950	1800	1800	950	1450
50°S	10000	1450	4000	4000	4000	6000
	8000	1150	2500	1800	1150	1800
40°S	12000	1800	6000	4000	6000	8000
	10000	1450	4000	1800	1450	1800
30°S	12000	1800	6000	4000	6000	8000
	10000	1450	4000	1800	1450	1800
20°S	12000	1800	6000	4000	6000	8000
	10000	1450	4000	1450	1450	1450
10°S	12000	1450	6000	4000	6000	8000
	10000	1150	4000	1450	1150	1450
0°	12000	1150	6000	4000	6000	6000
	10000	950	2500	1150	950	1800
10°N	10000	1800	6000	4000	6000	6000
	8000	1450	4000	1800	1450	1800
20°N	12000	1800	6000	4000	6000	6000
	10000	1450	4000	1800	1450	1800
26°N	12000	1800	6000	4000	6000	6000
	10000	1450	4000	1800	1450	1800
30°N	12000	1800	6000	4000	6000	6000
	10000	1450	4000	1800	1450	1800
33°N	12000	1800	6000	4000	6000	6000
	10000	1450	4000	1800	1450	1800
35°N	10000	1450	4000	2500	4000	6000
	8000	1150	2500	1450	1150	1450
37°N	10000	1450	4000	2500	4000	6000
	8000	1150	2500	1450	1150	1450

Fortsetzung Tabelle I :

φ	Ci	St	As	Cu	Ns	Cb
39°N	10000 8000	1450 1150	4000 2500	2500 1450	4000 1150	6000 1450
41°N	10000 8000	1450 1150	4000 2500	2500 1450	4000 1150	4000 1450
43°N	10000 8000	1450 1150	4000 2500	2500 1450	4000 1150	4000 1450
45°N	10000 8000	1450 1150	4000 2500	2500 1450	4000 1150	4000 1450
47°N	8000 6000	1150 950	4000 2500	2500 1450	4000 950	4000 1450
49°N	8000 6000	1150 950	4000 2500	2500 1450	4000 950	4000 1450
51°N	8000 6000	1150 950	4000 2500	2500 1150	4000 950	4000 1150
53°N	8000 6000	1150 950	4000 2500	2500 1150	4000 950	4000 1150
55°N	8000 6000	1150 950	4000 2500	2500 1150	4000 950	4000 1150
57°N	8000 6000	1150 950	2500 1800	1800 1150	4000 950	4000 1150
60°N	8000 6000	950 850	2500 1800	1800 1150	2500 850	4000 1150
64°N	8000 6000	950 850	2500 1800	1800 950	2500 850	4000 1150
70°N	8000 6000	950 850	2500 1800	1800 950	2500 850	4000 1150
80°N	8000 6000	950 850	2500 1800	1800 1450	2500 850	4000 1150
90°N	8000 6000	950 850	2500 1800	1800 1450	2500 850	4000 1150

Tabelle II:

Bedeckungsgrad in verschiedenen geographischen Breiten mit den einzelnen Wolkentypen nach TELEGADAS und LONDON (1954)

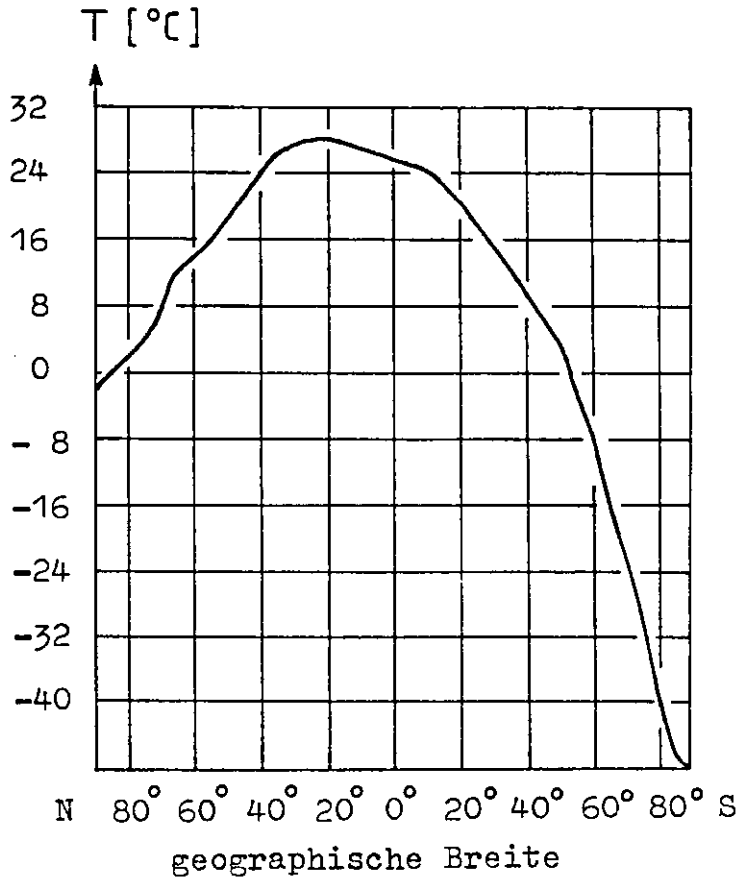
φ	Bedeckungsgrad in %						
	Wolkentyp:	Ci	St	As	Cu	Ns	Cb
60°S		14	22	7	12	20	5
50°S		13	19	5	13	16	5
40°S		11	16	5	13	11	4
30°S		12	11	5	11	6	4
20°S		11	6	5	12	4	3
10°S		11	6	6	14	4	3
0°		13	6	6	14	5	3
10°N		16	5	6	12	5	2
20°N		13	6	5	10	3	1
26°N		15	9	6	10	5	1
30°N		15	10	7	10	6	1
33°N		17	12	8	10	8	1
35°N		17	14	9	10	8	1
37°N		17	15	9	10	10	1
39°N		18	15	9	10	10	1
41°N		19	18	11	10	12	1
43°N		19	18	11	10	12	1
45°N		19	18	11	10	13	1
47°N		20	19	12	10	13	1
49°N		20	19	12	10	13	1
51°N		21	20	13	10	15	1
53°N		22	20	13	10	15	1
55°N		21	20	13	10	15	1
57°N		21	20	14	10	15	1
60°N		20	19	12	10	14	1
64°N		18	18	11	9	14	1
70°N		17	16	9	8	12	1
80°N		11	12	8	7	10	1
90°N		10	11	8	7	8	1

Tabelle III:

Zonal gemittelte Werte der Bodenalbedo nach BAUMGARTNER
(1976) für Juli und Januar

Breite	Bodenalbedo in %	
	Januar	Juli
60°S	7	35
50°S	7	25
40°S	7	11
30°S	10	11
20°S	10	10
10°S	9	9
0°	8	8
10°N	10	10
20°N	13	13
26°N	19	13
30°N	21	13
33°N	23	13
35°N	25	13
37°N	27	13
39°N	29	13
41°N	29	12
43°N	31	12
45°N	31	12
47°N	31	12
49°N	31	12
51°N	33	12
53°N	33	12
55°N	36	12
57°N	39	13
60°N	42	14
64°N	50	15
70°N	60	17
80°N	70	30
90°N	80	50

Abbildung I : Zonaler Durchschnitt der Lufttemperatur T im Meeresniveau (Nach HANN-SÜRING, 1941) für Juli
Entnommen aus GODSKE(1957): Dynamic Meteorology and Weather Forecasting
Seite 483



Erklärung

Ich versichere, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig und ohne fremde Hilfe angefertigt habe, wobei nur die im Literaturverzeichnis angegebenen Quellen benutzt worden sind.

Kiel im April 1984

Karl Bunk