Scientific Online

OPEN JOURNAL OF ATMOSPHERIC AND CLIMATE CHANGE ISSN
(Print): 2374-3794 ISSN (Online): 2374-3808
DOI: 10.15764/ACC.2014.03001
Band 1, Nummer 3, November 2014

OFFENE ZEITSCHRIFT FÜR ATMOSPHÄRISCHE UND KLIMATISCHE VERÄNDERUNGEN

Fortschrittliches zweischichtiges Klimamodell zur Bewertung der globalen Erwärmung durch CO_2

Hermann Harde*

Experimentelle Physik und Materialwissenschaften, Helmut-Schmidt-Universität, Hamburg, Deutschland.

***Korrespondierender Autor**: harde@hsu-hh.de

Zusammenfassung:

Wir stellen ein fortschrittliches zweischichtiges Klimamodell vor, das sich besonders gut zur Berechnung des Einflusses einer steigenden CO_2-Konzentration und einer variierenden Sonnenaktivität auf die globale Erwärmung eignet. Das Modell beschreibt die Atmosphäre und den Boden als zwei Schichten, die gleichzeitig als Absorber und Planck-Strahler wirken, und berücksichtigt zusätzliche Wärmeübertragung zwischen diesen Schichten aufgrund von Konvektion und Verdunstung. Das Modell berücksichtigt alle relevanten Rückkopplungsprozesse, die durch Veränderungen des Wasserdampfs, der Temperaturabnahme, der Oberflächenalbedo oder der Konvektion und Verdunstung verursacht werden. Insbesondere wird der Einfluss von Wolken mit thermisch oder solar induzierter Rückkopplung eingehend untersucht. Die kurz- und langwelligen Absorptionsgrade der wichtigsten Treibhausgase Wasserdampf, Kohlendioxid, Methan und Ozon werden aus Zeile-für-Zeile-Berechnungen auf der Grundlage der HITRAN08-Datenbank abgeleitet und in das Modell integriert. Simulationen, die eine erhöhte Sonnenaktivität im letzten Jahrhundert berücksichtigen, ergeben eine durch CO_2 verursachte Erwärmung von *0,2 °C* und einen solaren Einfluss von *0,54 °C* in diesem Zeitraum, was einer CO_2-Klimasensitivität von *0,6 °C* (Verdopplung des CO_2-Gehalts) und einer Sonnensensitivität von *0,5 °C* (Anstieg der Sonnenkonstante um *0,1 %*) entspricht.

Stichworte:

Kohlendioxid; Klimamodell; Klimasensitivität; Wolkendecke; Globale Erwärmung; Sonnenaktivität

1. EINLEITUNG

Das Verständnis der jüngsten Veränderungen im Klimasystem resultiert aus der Kombination von Beobachtungen, Untersuchungen von Rückkopplungsprozessen und Modellsimulationen [1]. Obwohl der fundierte Wissensstand über das System Erde-Atmosphäre (*EASy*) in den letzten zehn Jahren erheblich verbessert werden konnte, sind die Erklärungen für die beobachtete globale Erwärmung im letzten Jahrhundert sehr vielfältig und widersprüchlich. Ein Grund dafür könnte sein, dass unser Klima von sehr unterschiedlichen und sogar gegensätzlichen Prozessen gesteuert wird und nicht immer klar ist, welchen individuellen Beitrag sie leisten. Die Gewichtung dieser Prozesse in Modellsimulationen hat erhebliche Auswirkungen auf die Schlussfolgerungen darüber, was unser zukünftiges Klima tatsächlich bestimmt.

Viele Klimamodelle, insbesondere die Atmosphären-Ozean-Zirkulationsmodelle (*AOGCMs*) [2], wurden nicht nur entwickelt, um das globale Szenario zu simulieren, sondern auch, um lokale Klimaschwankungen als Funktion der Zeit vorherzusagen. Daher müssen sie ein dichtes Gitter gekoppelter nichtlinearer Differentialgleichungen lösen, die von unzähligen zusätzlichen Parametern abhängen, was diese Berechnungen extrem zeitaufwendig und sogar instabil macht. So können schon kleinste Abweichungen in den Anfangsbedingungen oder Korrekturen an einer mehrdimensionalen

Parameterplattform bereits große Abweichungen im Endergebnis verursachen und zu einer guten Übereinstimmung mit einigen Beobachtungen, aber zu völlig falschen Schlussfolgerungen führen können.

Für die tatsächliche Bewertung einer der grundlegendsten Größen in den Klimawissenschaften, der *Gleichgewichtsklimasensitivität*, die den Temperaturanstieg bei verdoppelter CO_2-Konzentration darstellt [2], S. 629, bevorzugt der *Weltklimarat (IPCC)* das Konzept der Strahlungsantriebe (*RF)*, das geeignet sein soll, den Übergang des Oberflächen-Troposphären-Systems von einem Gleichgewichtszustand in einen anderen als Reaktion auf eine von außen auferlegte Störung zu beschreiben. Im Allgemeinen beschreibt dieses Konzept jedoch nur eine Näherung *erster* Ordnung für solche externen Störungen [3], S. 354. Es wird also angenommen, dass mit steigender Treibhausgaskonzentration die zusätzlich absorbierte Strahlung in einem ersten Schritt nur einen Temperaturanstieg der Atmosphäre bis zu einem Niveau verursacht, bei dem die Atmosphäre die zusätzliche Absorption gerade noch als erhöhte Strahlungsenergie an den Weltraum abgeben kann. Eine Rückkopplung zur Erdoberfläche wird dann als lineare Reaktion auf die Störung angenommen, wobei die erhöhte atmosphärische Temperatur einfach eins zu eins auf die Oberfläche übertragen wird, ohne signifikante Wechselbeziehungen zwischen beiden Schichten zu berücksichtigen, was im Allgemeinen zu einer völlig neuen Strahlungs- und Energiebilanz nach der Störung führt. Konvektions- und Verdunstungsprozesse sind also direkt temperaturabhängig, und jeder Strahlungsfluss variiert stark nichtlinear mit der *vierten* Potenz der Temperatur. All dies verändert die Menge der in der Atmosphäre reabsorbierten Strahlung und die direkten Strahlungsverluste an den Weltraum. Daher kann die Reaktion von *EASy* auf eine Störung nicht allein aus der Temperaturreaktion der Atmosphäre abgeleitet werden, sondern muss sowohl die Energiebilanz an der Oberfläche als auch an der Obergrenze der Atmosphäre (*TOA)* erfüllen, was zu einem neuen thermischen Gleichgewicht von *EASy* führt.

Im Gegensatz zum RF-Konzept und den äußerst komplexen *AOGCMs* stellen wir hier ein fortschrittliches zweischichtiges Klimamodell vor, das sich besonders gut zur Berechnung des Einflusses steigender CO_2-Konzentrationen auf die globale Erwärmung sowie der Auswirkungen von Sonnenvariationen auf das Klima eignet. Das Modell beschreibt die Atmosphäre und den Boden als zwei Schichten, die gleichzeitig als Absorber und Planck-Strahler wirken, und berücksichtigt zusätzlich den Wärmeaustausch zwischen diesen Schichten aufgrund von Konvektion und Verdunstung. Im Gleichgewicht geben sowohl die Atmosphäre als auch der Boden genauso viel Energie ab, wie sie von der Sonne und der benachbarten Schicht aufnehmen. Eine externe Störung, z. *B.* durch Schwankungen der Sonnenaktivität oder der Treibhausgase, zwingt das System dann zu einem neuen Gleichgewicht mit neuen Temperaturverteilungen für die Erde und die Atmosphäre.

Das Modell umfasst kurzwellige (*sw*) und langwellige (*lw*) Streuprozesse in der Atmosphäre und in Wolken, insbesondere berücksichtigt es Mehrfachstreuung und Reflexion zwischen der Oberfläche und den Wolken. Es umfasst auch die üblichen Rückkopplungsprozesse wie Wasserdampf, Lapse Rate und Albedo-Rückkopplung, berücksichtigt jedoch zusätzlich temperaturabhängige sensible und latente Wärmeflüsse sowie eine temperaturinduzierte und sonneninduzierte Rückkopplung der Wolkendecke.

Während Ausbreitungsverluste von Strahlung in der Atmosphäre im Allgemeinen durch einen Strahlungsantrieb ausgedrückt werden, führen wir alle Veränderungen der Treibhausgaskonzentrationen auf die Absorptionsgrade dieser Gase *im kurzen* und *langen Wellenlängenbereich* zurück, die daher die Schlüsselparameter in unserem Klimamodell darstellen. Diese Absorptionsgrade werden für die wichtigsten Treibhausgase Wasserdampf, Kohlendioxid, Methan und Ozon berechnet und aus Zeile-für-Zeile-Berechnungen auf der Grundlage der HITRAN08-Datenbank [4] abgeleitet. Da sich die Konzentration der Treibhausgase und der atmosphärische Druck mit der Temperatur und der Höhe ändern, werden diese Berechnungen für bis zu 228 Unterlagen vom Boden bis zu einer Höhe von *86 km* und zusätzlich für drei Klimazonen, die Tropen, die mittleren Breiten und die hohen Breiten, durchgeführt. Um schließlich zu bestimmen, wie sich diese Absorptionsgrade mit der $CO_{(2)}$-Konzentration ändern, werden alle diese Berechnungen für die Unterlagen und Klimazonen für 14 verschiedene Konzentrationen von *0 bis 770 ppm* unter ansonsten gleichen Bedingungen wiederholt.

Die sich ändernde Weglänge des Sonnenlichts in den Unterschichten, die vom Einfallswinkel in die Atmosphäre und damit vom geografischen Breiten- und Längengrad abhängt, wird berücksichtigt, indem die Erde als ein abgeschnittenes Ikosaeder (Buckyball) betrachtet wird, das aus 32 Oberflächenelementen mit genau definierten Winkeln zur einfallenden Strahlung besteht, und indem dann jeder dieser Bereiche einer der drei Klimazonen zugeordnet wird.

Die Ausbreitung der langwelligen Strahlung, insbesondere der von der Atmosphäre selbst emittierten auf- und absteigenden Strahlung, sowie die Veränderungen dieser Strahlung mit der Temperatur werden aus Strahlungstransferberechnungen [5–7] für jede Zone abgeleitet.

Die spektrale Absorptionsfähigkeit *sw*, die die Sonnenabsorption widerspiegelt, wird über einen Spektralbereich von *0,1–8 µm* berechnet, und die spektrale Absorptionsfähigkeit *lw*, die die Absorption der terrestrischen und atmosphärischen Strahlung charakterisiert, wird von *3–100 µm* berechnet. Beide Spektren zeigen eine signifikante Sättigung mit steigender Konzentration von Wasserdampf und CO_2 sowie eine starke gegenseitige Interferenz dieser Spektren. Wir erläutern, wie beide Effekte die Reaktion des Klimasystems auf eine sich ändernde CO_2-Konzentration wesentlich abschwächen.

Die Absorptionsgrade *von SW* und *LW* werden in unser Klimamodell integriert, um die Temperatur der Erdoberfläche und die Temperatur der unteren Troposphäre als Funktion der CO_2-Konzentration zu simulieren. Der Temperaturanstieg bei doppelter CO_2-Konzentration ergibt dann direkt die CO_2-Klimasensitivität und die jeweilige Luftsensitivität.

Verschiedene Szenarien unter klarem Himmel und normaler Bewölkung werden umfassend untersucht, einschließlich aller relevanten Rückkopplungsprozesse und auch des Einflusses einer sich verändernden Sonnenaktivität. Diese Untersuchungen zeigen den dominanten Einfluss einer variierenden Bewölkung auf die globale Erwärmung, verursacht durch eine thermisch induzierte und/oder solar induzierte Wolkenrückkopplung. Insbesondere zeigen sie, dass aufgrund dieser starken Wolkenrückkopplung die beobachtete Erwärmung im letzten Jahrhundert nur zufriedenstellend erklärt werden kann, wenn ein erheblicher Teil davon auf die erhöhte Sonnenaktivität in diesem Zeitraum zurückgeführt wird.

Unsere Simulationen sagen eine Klimasensitivität $C_S = 0,6\ ^\circ C$ und eine Sonnensensitivität $S_S = 0,5\ ^\circ C$ (*0,1 %* Änderung der Sonnenkonstante) voraus, während der *IPCC* in seinem aktuellen Bewertungsbericht [1] die Gleichgewichtsklimasensitivität mit einer Wahrscheinlichkeit von *1,5 ˚C* bis *4,5 ˚C (66–100 %* Wahrscheinlichkeit mit hoher Zuverlässigkeit) und eine Wahrscheinlichkeit von weniger als *1 °C als* äußerst unwahrscheinlich *(0–5 %* mit hoher Zuverlässigkeit) an.

2. SPEKTROSKOPISCHE BERECHNUNGEN

Der Einfluss von Treibhausgasen auf *EASy* wird fast ausschließlich durch die Absorption und Emission dieser Gase in der Atmosphäre bestimmt. Daher stellen die jeweiligen Absorptions- und Emissionsspektren die Schlüsselparameter in jedem Klimamodell dar. Für die wichtigsten Treibhausgase Wasserdampf, Kohlendioxid, Methan und Ozon wird die Absorption im kurzen und *langen Wellenlängenbereich* aus Linienberechnungen abgeleitet, die auf der HITRAN08-Datenbank [4] basieren. Andere infrarotaktive Gase wie N_2O, SF_6oder die Halogenkohlenwasserstoffe (Halogenkohlenwasserstoffe) mit deutlich geringeren Konzentrationen in der Atmosphäre haben keinen nennenswerten Einfluss auf die weiteren Untersuchungen.

Aufgrund der unterschiedlichen Temperaturen und des Wassergehalts in der Atmosphäre werden drei Klimazonen unterschieden: die Tropen mit einer Durchschnittstemperatur von *26 °C*, die mittleren Breiten mit *8 °C* und die hohen Breiten mit *-7 °C*.

In diesem Abschnitt erläutern wir kurz die zugrunde liegenden Prinzipien unserer Spektralberechnungen und präsentieren die Ergebnisse für die Absorptionsgrade *im SW-* und *LW-Bereich*, insbesondere die gegenseitige Beeinflussung von Wasserdampf und Kohlendioxid

und deren jeweiligen Einfluss auf die Gesamtabsorption.

2.1 Grundlagen

2.1.1 Integrale Absorptionsfähigkeit

Die spektrale Intensität einer gut kollimierten Strahlung, die eine Gasprobe durchdringt, wird durch das Lambert-Beer-Gesetz [5, 6]:

$$I_l(r) = I_l(0) \cdot e^{-k(l,r)} \tag{1}$$

wobei $I_l(0)$ die anfängliche spektrale Intensität bei der Wellenlänge l und $k(l,r)$ die optische Tiefe ist. Im einfachsten Fall ist $k(l,r)$ lediglich das Produkt aus dem Absorptionskoeffizienten $a(l)$ des Gases und der Weglänge r. Unter atmosphärischen Bedingungen variiert $a(l)$ jedoch über die Ausbreitungslänge aufgrund von Druck- und Temperaturänderungen mit der Höhe (z-Richtung, senkrecht zur Oberfläche). Dann muss $k(l,r)$ als Integral von $a(l,r)$ über die Weglänge L ausgedrückt werden. Darüber hinaus spiegelt $a(l,r)$ im Allgemeinen die Absorption bei l wider, die durch verschiedene molekulare Übergänge und verschiedene Gase in der Atmosphäre verursacht wird. Daher nimmt $k(l,r)$ die allgemeinere Form an:

$$k(l, L) = \int_0^L a(l, z(r))dr = \int_0^L \sum_k \bar{a}^i_{nm}(l, p^i(z(r)), p_t(z(r)), T(z(r)))dr \tag{2}$$

wobei $\bar{a}^i_{nm}$ den effektiven Absorptionskoeffizienten darstellt, der die Differenz zwischen induziertem Absorptions- und induzierte Emissionsprozesse bei einem optischen oder infraroten Übergang zwischen einem niedrigeren molekularen Zustand n und einem höheren Zustand m [7, 8]. Der hochgestellte Index i unterscheidet zwischen den verschiedenen Gaskomponenten in der Atmosphäre. $p^{(i)}(z(r))$ ist der Partialdruck des *i-ten* Gases, $p_{(t)}(z(r))$ der Gesamtdruck, $T(z(r))$ die Temperatur in der Höhe z und L die Weglänge in der Atmosphäre. Die Summation über k drückt die Summe über die verschiedenen Übergänge und Gase aus.

Das Integral in (2) wird numerisch gelöst, indem die Atmosphäre in bis zu 228 Schichten unterteilt wird, dann die optische Tiefe jeder einzelnen Schicht unter den tatsächlichen Bedingungen in dieser Höhe berechnet wird und schließlich über alle Schichten summiert wird.

Die spektrale Absorptionsfähigkeit folgt ebenfalls aus dem Lambert-Beer-Gesetz als:

$$a_l(L) = 1 - t_l(L) = 1 - \frac{I_l(L)}{I_l(0)} = 1 - e^{-k(l,L)} \tag{3}$$

beschreibt die relative Absorption bei der Wellenlänge l oder Frequenz $n = c/l$. t_l ist die jeweilige spektrale Durchlässigkeit und c die Lichtgeschwindigkeit. Mit (3) lässt sich dann die Gesamt- oder Integralabsorption wie folgt definieren:

$$a(L) = \frac{\int_0^\infty I(0) \cdot a_l(L)\, dl}{\int_0^\infty I(0)\, dl} \times 100\ [\%] \tag{4}$$

Diese Größe eignet sich gut, um Strahlungsverluste und damit die in der Atmosphäre über die Weglänge L absorbierte Leistung auszudrücken. Einmal berechnet für ein Gasgemisch und das jeweilige *sw*- oder lw-Spektrum

Verteilung $\boldsymbol{I_l}$, kann die Absorptionsfähigkeit ganz allgemein verwendet werden, um den Einfluss des Gasgemisches auf die Strahlungs- und Energiebilanz von *EASy* zu simulieren. Daher sind die Absorptionsfähigkeiten $\boldsymbol{a}_{SW}$ für die SW-Sonnenstrahlung und $\boldsymbol{a}_{LW}$ für die LW-Terrestrische Strahlung die Schlüsselparameter zur Bestimmung des Einflusses einer steigenden CO_2 -Konzentration auf die globale Erwärmung.

2.1.2 Veränderungen des atmosphärischen Drucks und der Temperatur

Die Wechselwirkung von Strahlung mit Gasen wird bis zu einer Höhe von *86 km* berücksichtigt. Für die Druck- und Temperaturschwankungen über dieser Höhe orientieren wir uns am US-Standardatmosphärenmodell [9], nehmen jedoch einige kleinere Modifikationen für die einzelnen Klimazonen Z vor. Das Standardmodell verwendet eine globale mittlere Bodentemperatur von *15 °C* und eine Temperaturabnahme von *6,5 °C/km* über der Troposphäre bis zur Tropopause, was eine Temperatur von *216,65 K* in *11 km* Höhe ergibt. Die Bodentemperaturen $T^{(Zone)}(0)$ der drei Zonen ändern sich jedoch ungefähr um *33 °C (*Tropen: *26 °C = 299,15 K;* mittlere Breiten: *8 °C = 281,15 K;* hohe Breiten: *-7 °C = 266,15 K)*, während sich die Temperaturen in der Tropopause fast angeglichen haben (siehe auch Unterabschnitt 5.4). Daher verwenden wir für jede der drei Klimazonen eine leicht unterschiedliche Temperaturverteilung über die Troposphäre:

$$T^{Zone}(z) = T^{Zone}(0) - \frac{T^{Zone}(0) - 216{,}65\ K}{11.000\ m} z \tag{5}$$

mit den entsprechenden Temperaturabnahmen:

$$l_r^{Zone} = -\frac{\Delta T}{\Delta z} = \frac{T^{Zone}(0) - 216{,}65\ K}{11.000\ m} \tag{6}$$

Aufgrund der unterschiedlichen Temperaturschwankungen und Temperaturabnahmen müssen auch unterschiedliche Druckschwankungen über der Troposphäre für die drei Zonen unterschieden werden:

$$p^{Zone}(z) = p(z_0) \left(1 - \frac{l_r^{Zone}(z - z_0)}{T(z_0)}\right)^{\frac{M_g}{(R)^{(\cdot)}(l)_{Zone}}} \tag{7}$$

mit $M = 0{,}02896\ kg/mol$ als Molmasse der Atmosphäre, $g = 9{,}81\ m/s^2$ als Erdbeschleunigung, $R = 8{,}314\ J/K/mol$ als universelle Gaskonstante und z_0 als Referenzhöhe.

Über der Tropopause, der Stratosphäre und der Mesosphäre wird wieder das Standardatmosphärenmodell angewendet.

2.1.3 Konzentration von Treibhausgasen

Kohlendioxid und Methan sind in der Atmosphäre gut durchmischte Gase, die in nahezu konstanter Konzentration über der Oberfläche und der Höhe vorkommen. Daher variieren ihre Zahlendichten, die für die Absorptionsstärke bei einem molekularen Übergang wichtig sind, proportional zum Druck und umgekehrt proportional zur Temperatur. In dieser Arbeit verwenden wir eine Referenzkonzentration für CO_2 von *380 ppm* und für CH_4 von *1,8 ppm*.

Ozon ist über die gesamte Stratosphäre und Tropopause verteilt, mit einer maximalen Konzentration von *7 ppm* in einer Höhe von etwa *38 km*, und erstreckt sich in Abwärtsrichtung fast bis zur Troposphäre und in Aufwärtsrichtung bis zur Mesosphäre.

Komplizierter, aber auch viel wichtiger für den Energie- und Strahlungshaushalt in der Atmosphäre ist der Wasserdampfgehalt. Er kommt fast ausschließlich in der Troposphäre bis zu einer Höhe von *11 km* vor, und aufgrund der Clausius-Clapeyron-Gleichung hängt seine Konzentration stark von der Temperatur ab, die sich einerseits mit der Höhe über dem Boden ändert und andererseits je nach Breitengrad erheblich variiert.

Aus GPS-Messungen [10], mit denen der integrale Wassergehalt in den drei Klimazonen bestimmt werden kann, lässt sich zusammen mit der Temperatur- und Druckabhängigkeit die Wasserdampfkonzentration als Funktion der Höhe berechnen (Einzelheiten siehe [11]). Die mittlere Konzentration stimmt gut mit der *durchschnittlichen globalen Atmosphäre* überein, ist jedoch fast doppelt so hoch wie die Daten, die aus der *US-Standardatmosphäre [9]* abgeleitet wurden, die nur für mittlere Breiten gültig ist. Die entsprechenden Grafiken für die gesättigten und ungesättigten Partialdrücke sind in **Abbildung 1** dargestellt. Diese Dampfschwankungen als Funktion der Höhe bilden die Grundlage für die weiteren spektroskopischen Berechnungen.

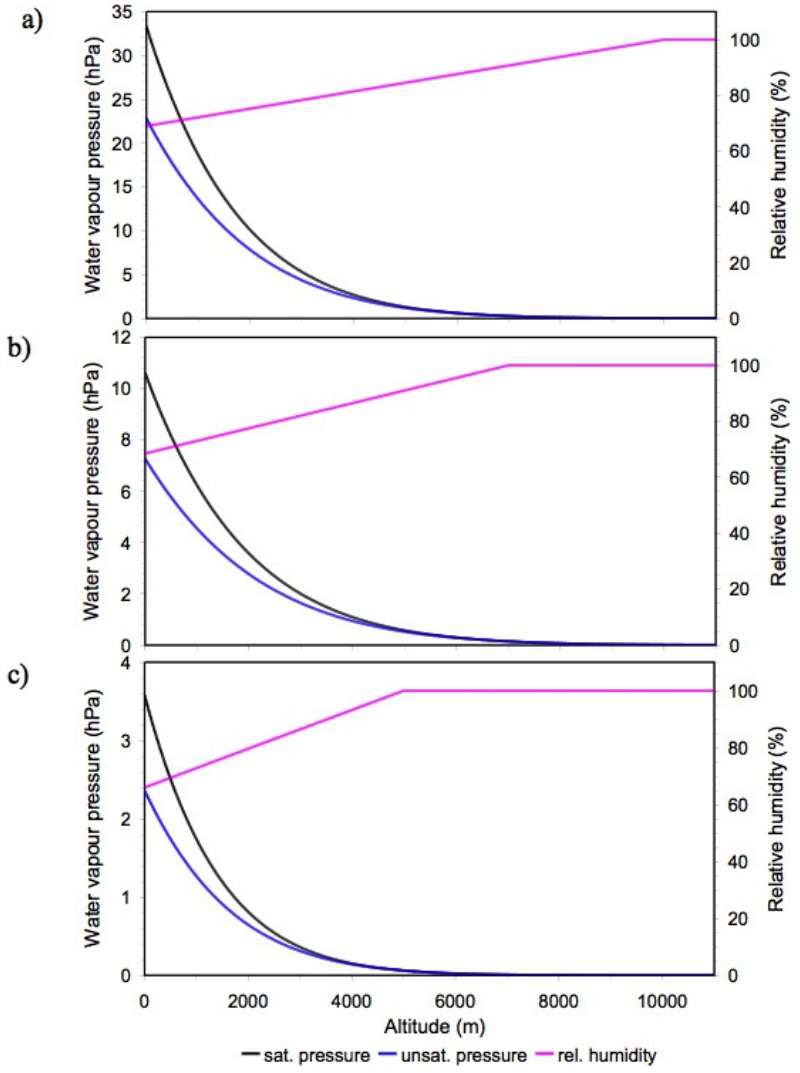


Abbildung 1. a) Wasserdampfkonzentration in den Tropen bei *26* ^{o} *C*, b) in mittleren Breiten bei *8* ^{o} *C* und c) in hohen Breiten bei *-7* ^{o} *C* als Funktion der Höhe.

2.2 Absorption kurzwelliger Strahlung in der Atmosphäre

2.2.1 Weglänge in der Atmosphäre

Das in die Erdatmosphäre eintretende Sonnenlicht kann als gut kollimierter Strahl betrachtet werden, aber aufgrund der Kugelform der Erde variiert der Einfallswinkel auf eine einzelne Gasschicht mit dem Breiten- und Längengrad um mehr als 90˚ und damit auch die Weglänge, über die die Absorption innerhalb der Schicht stattfindet.

Um die Berechnungen auf eine endliche Anzahl von Winkeln und Ausbreitungslängen zu beschränken, wird die Erde als ein abgestumpfter Ikosaeder (auch bekannt als Buckyball) betrachtet, der aus 12 fünfeckigen und 20 sechseckigen Oberflächenelementen besteht (siehe **Abbildung 2**).

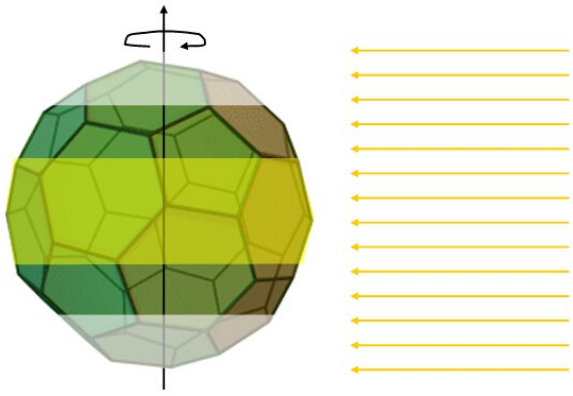


Abbildung 2. Der Globus als Buckyball.

Wenn man den Buckyball so dreht, dass ein fünfeckiger Bereich senkrecht zum einfallenden Sonnenlicht ausgerichtet ist, lassen sich weitere fünfeckige und sechseckige Bereiche mit bestimmten Ausrichtungswinkeln zur Sonne unterscheiden und entsprechende Anteile davon den drei Klimazonen zuordnen.

Wie in **Tabelle 1** aufgeführt, tragen vier verschiedene Gebiete zu den Tropen bei, drei zu den mittleren Breiten und zwei zu den hohen Breiten. Daher sind insgesamt neun separate Berechnungen erforderlich, die sich in ihren Weglängen und ihren Bedingungen in den drei Klimazonen unterscheiden, um die SW-Absorptionsgrade zu bestimmen.

Während die letzte Spalte in **Tabelle 1** die Summe der einzelnen Flächen für eine Zone darstellt (die Gesamtsumme ergibt die Hälfte der Erdoberfläche), müssen für die Strahlungsleistung einer bestimmten Klimazone die jeweiligen Projektionsflächen senkrecht zur einfallenden Strahlung berücksichtigt werden.

Tabelle 1. Den Klimazonen zugewiesene Ikosaederflächen.

Einfallswinkel	90 ˚ – P	52,9 ˚ – H	25,5 ˚ – P	11,6 ˚ - H	Fläche (10^{12} m^2)
Tropen	1,0	3,5	2,0	1,5	127,8
mittlere Breiten	–	1,5	2,5	2,5	103,5
Hohe Breitengrade	–	–	0,5	1	24,4
Weg in der Atmosphäre (km)	86	108,2	206	535,1	\255,8

2.2.2 Absorptionsspektrum

Unsere Berechnungen der Sonnenabsorption in der Atmosphäre decken einen Spektralbereich von *0,1–8 µm* ab und basieren auf der HITRAN08-Datenbank [4]. Innerhalb dieses Spektralintervalls finden sich 60.994 Wasserlinien, 262.104 Methanlinien und 234.210 Kohlendioxidlinien. Genaue Berechnungen mit diesen mehr als 500.000 Linien tragen nur zu einer erhöhten Absorption von *0,2 %* bei, verglichen mit Berechnungen, die nur die Hauptisotopologe und Spektrallinienintensitäten größer als 10^{-24} $cm^{-1}/(Moleküle \cdot cm^{-2})$ berücksichtigen. Da dieser geringe „Offset“ für weitere Untersuchungen der CO_2-Klimasensitivität unerheblich ist, wurden die meisten Berechnungen mit der reduzierten Anzahl von Linien durchgeführt. Innerhalb des angegebenen Spektralintervalls ergibt dies für CO_2 4.421 Linien, für CH_4 46.208 Linien und für H_2O 9.565 Linien.

Da die HITRAN08-Datenbank keine ultravioletten Übergänge von Ozon enthält, nehmen wir für dieses Gas eine kontinuierliche Absorption zwischen 0,1 und *0,35 µm* mit *8 %* an. Diese Absorption beeinträchtigt andere Beiträge von Wasserdampf, CO_2 oder CH_4 nicht und wird im Klimamodell separat berücksichtigt.

Die eigentlichen Spektralberechnungen, bei denen alle notwendigen Parameter eines molekularen Übergangs aus der HITRAN08-Datenbank abgerufen und anschließend die Absorptionsstärke sowie die Linienform für jede Spektrallinie als Funktion der Partialdrücke, des Gesamtdrucks und der Temperatur über die Ausbreitungslänge berechnet werden, erfolgen mit der Programmplattform *MolExplorer* [12].

Abbildung 3 gibt einen Überblick über das Transmissions- und Absorptionsspektrum von *0 bis 4 µm*, in diesem Fall für die Tropen und für senkrecht einfallende Strahlung. Die spektrale Sonnenintensität I_0 lässt sich gut durch einen Planckschen Schwarzkörperstrahler von *5778 K* approximieren, der gut mit dem beobachteten Sonnenspektrum übereinstimmt. Sie ist als gepunktete Linie im oberen Diagramm dargestellt und bildet die Hüllkurve des transmittierten Spektrums. Die scharfen Einbrüche und breiteren weißen Bereiche zeigen die starke Absorption bei diesen Wellenlängen an, während das untere Diagramm direkt die jeweilige spektrale Absorptionsfähigkeit darstellt.

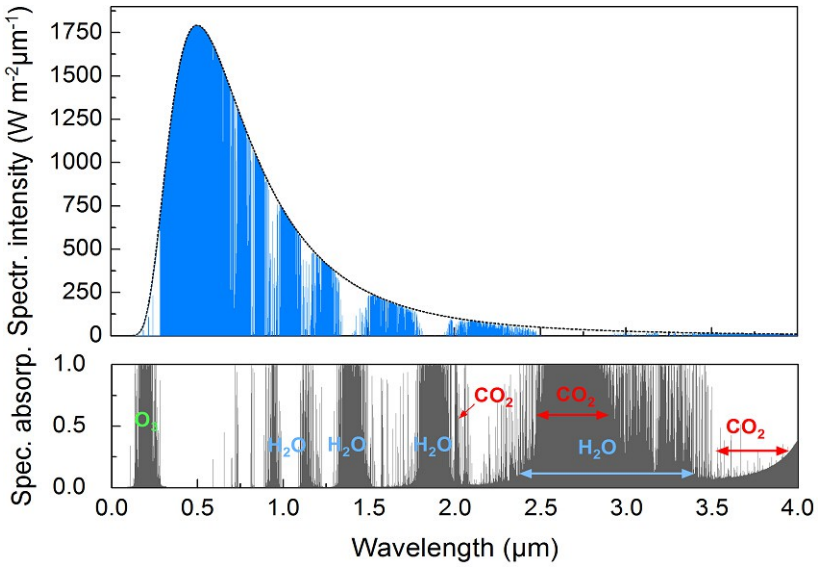


Abbildung 3. Absorption von Sonnenlicht in den Tropen durch H_2O, CO_2, O_3 und CH_4. Oben: Transmissionsspektrum, unten: Absorptionsspektrum.

Diese Abbildung zeigt bereits den dominanten Einfluss von Wasserdampf über größere Spektralbereiche, der allein bereits zu einer integralen Absorptionsfähigkeit von *13,1 %* beiträgt, während CO_2 nur *2,24 %* und CH_4

0,22 %. Bei Wasserdampf reduziert sich jedoch der Anteil, der auf CO_2 und CH_4 (zusammen *2,45 %* unter Standardbedingungen) zurückzuführen ist, auf etwa ein Viertel der vorherigen Werte. Der Grund dafür ist, dass sich ihre Absorptionsbanden stark mit denen von Wasserdampf überschneiden, sodass nur *0,52 %, d. h.* weniger als *4 %* der Gesamtabsorption, auf Kohlendioxid zurückgeführt werden können.

Wir haben die SW-Absorptionsgrade für die drei Klimazonen und auch für verschiedene CO_2-Konzentrationen von *0 bis 770 ppm* berechnet, wie in **Tabelle 2** aufgeführt. Die Daten jeder Klimazone und jeder Konzentration stellen bereits einen gewichteten Durchschnitt über die Projektionsflächen dar, die zu einer Zone beitragen (siehe **Tabelle 1**). Alle Spektren und damit die jeweiligen Absorptionsgrade wurden mit einer spektralen Auflösung von *1 GHz* oder besser berechnet.

Tabelle 2. SW-Absorptionsgrade als Funktion der CO_2-Konzentration.

CO_2 (ppm)	*sw*-Absorptionsgrade a_{sw} (%)			
	Tropen	mittlere Breiten	Hohe Breitengrade	global
0	14,628	12,674	12,267	13,613
35	14,842	12,949	12,658	13,868
70	14,912	13,045	12,800	13,956
140	15,012	13,175	12,974	14,075
210	15,086	13,266	13,092	14,160
280	15,146	13,340	13,182	14,228
350	15,196	13,400	13,255	14,285
380	15,217	13,425	13,284	14,308
420	15,242	13,455	13,319	14,336
490	15,281	13,501	13,373	14.379
560	15,317	13,542	13,420	14,418
630	15,349	13,580	13,461	14.454
700	15,378	13,614	13,498	14,485
770	15,406	13,645	13,533	14,515

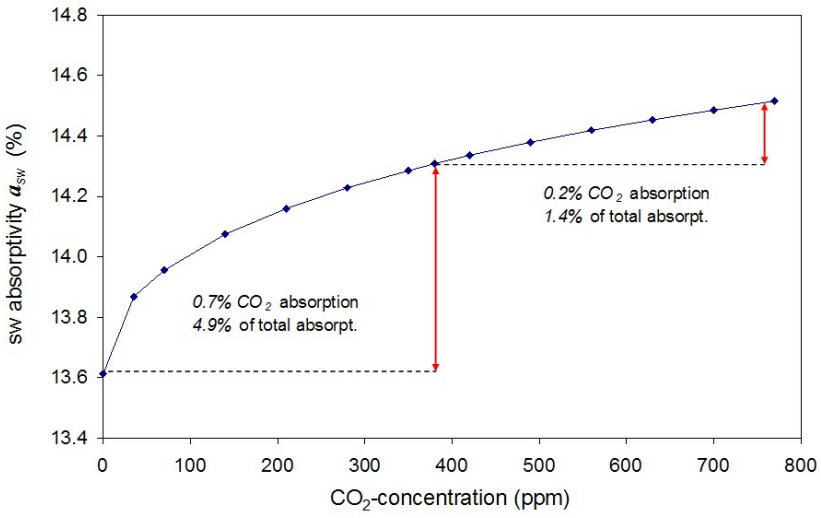


Abbildung 4. Globale Absorptionsfähigkeit als Funktion der CO_2-Konzentration, verursacht durch Wasserdampf, CO_2und CH_4.

Die letzte Spalte in **Tabelle 2** zeigt die globalen Mittelwerte als gewichteten Durchschnitt über die drei Klimazonen. Diese globale Absorptionsfähigkeit ist in **Abbildung 4** als Funktion der CO_2-Konzentration dargestellt und wird in dieser Form für die weiteren Klimasimulationen verwendet. Es ist offensichtlich, dass mit steigender Konzentration die Absorption bereits eine stärkere Sättigung aufweist, was in diesem Fall bedeutet, dass innerhalb eines bestimmten Spektralbereichs

In diesen Regionen wird die Atmosphäre bereits vollständig undurchsichtig, sodass nur noch schwächere Absorptionsbanden oder -linien zu einer weiteren Abschwächung beitragen können. Von null bis *380 ppm* CO_2 steigt die Absorption also um *0,7 %*, während eine weitere Verdopplung des $CO_{(2)\text{-Gehalts}}$ nur noch zu weniger als *0,2 %* beiträgt.

2.3 Langwellige Absorption in der Atmosphäre

2.3.1 Spektralbereich und Anzahl der Linien

Die Erdoberfläche und die Atmosphäre, beide mit Temperaturen zwischen etwa *-20* und *30 °C*, sind Planck-Strahler, die einen Teil ihrer aufgenommenen Energie in Form von *langwelliger* Strahlung abgeben, aber auch Strahlung im infraroten Wellenlängenbereich stark absorbieren. In diesem Unterabschnitt konzentrieren wir uns auf die Frage, wie viel der von der Erde abgegebenen Strahlung von der Atmosphäre absorbiert werden kann.

Für unsere Spektralberechnungen betrachten wir einen Bereich von *3–100 µm*, in dem die HITRAN08-Datenbank 18.539 Wasserdampf-Linien, 178.206 Methan-Linien, 167.755 Kohlendioxid-Linien und 284.647 Ozon-Linien gespeichert hat. Auch hier beschränken wir die Berechnungen wieder auf die wichtigsten Isotopologe und Übergänge mit Spektralintensitäten größer als 10^{-24} *cm*$^{-1}$ */(Moleküle·cm*$^{-2}$*)* beschränkt bleiben für Wasserdampf 2.962 Linien, für CH_4 17.776 Linien, für CO_2 4.454 Linien und für O_3 75.382 Linien übrig. Insgesamt werden also fast 96.000 Linien in die weiteren Untersuchungen einbezogen. Die spektrale Auflösung ist erneut besser als 1 *GHz,* und die vertikale Auflösung über der Atmosphäre mit bis zu 228 Unterlagen variiert von *100 m* über der Troposphäre bis zu *1,6 km* in der oberen Mesosphäre.

2.3.2 Ausbreitung der terrestrischen Strahlung

Im Gegensatz zur gut kollimierten Sonnenstrahlung, die durch die Atmosphäre übertragen wird, wird terrestrische Strahlung von jedem Oberflächenelement der Erde in einen Raumwinkel von $2p$ emittiert und breitet sich über die gesamte Hemisphäre aus. Um die Absorption von Strahlung zu bestimmen, die sich in verschiedene Richtungen ausbreitet und unterschiedliche Entfernungen zurücklegt, bevor sie eine atmosphärische Schicht der Dicke *dz* verlässt, muss zunächst die Wechselwirkung eines einzelnen Strahls mit dem Gas betrachtet werden, bevor über alle Richtungen integriert wird.

Angenommen, die Erdoberfläche sei ein Planckscher Strahler mit Lambert'scher Emission, dann kann ein solcher einzelner Strahl durch die spektrale Strahlungsintensität $I_{l,\blacktriangle} \cdot \cos b \cdot d\blacktriangle$ charakterisiert werden, die unter einem Winkel b zur Oberflächennormalen und in das Raumwinkelintervall d▲ mit [6, 7]

$$I_{l,\blacktriangle} \cos b \, d\blacktriangle = \frac{2hc^2 n^3}{l^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{k T_E l}} - 1} \cos b \, d\blacktriangle \qquad (8)$$

wobei *h* die Plancksche Konstante, *c* die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, *n* der Brechungsindex, *k* die Boltzmann-Konstante und T_E die Oberflächentemperatur der Erde ist. Dieser Strahl legt eine Strecke *dz / cos b* zurück, bevor er die Schicht verlässt, und erleidet daher Absorptionsverluste $a(l) I_{(l)(,)(\blacktriangle)} \cdot \cos b / \cos b \cdot d\blacktriangle \cdot dz$. Die Integration über ▲ ergibt dann (siehe auch Ref.[7], (54)):

$$\left(\sum_k\right) \frac{dI_{(l)(,)(\blacktriangle)}}{dz} \cos b \, d\blacktriangle = \left(\sum_k\right) \left(\sigma_{nm}\right)_k (l, z) \int_0^{2p} I_{l,\blacktriangle} \frac{\cos b}{\cos b} \, d\blacktriangle = -2a(l, z) \cdot p \cdot I_{l,\blacktriangle} \qquad (9)$$

wobei $a(l,z)$ die Summe über die effektiven Absorptionskoeffizienten der beteiligten Übergänge und Gase bei der Wellenlänge l darstellen kann (siehe (2)). Da das Integral $\int I_{(l)}(,)_{(\blacktriangle)} \cdot \cos b \, d\blacktriangle = p \cdot I(l)(,)(\blacktriangle)$ in (9) lediglich die spektrale Intensität I(l) (oder spektrale Flussdichte) definiert, die die mittlere Ausbreitung der emittierten Strahlung senkrecht zur Oberfläche in z-Richtung darstellt, kann (9) wie folgt geschrieben werden

$$\frac{dI_l(z)}{dz} = -2a(l, z) \cdot I(z) \qquad (10)$$

Diese Differentialgleichung für die spektrale Intensität zeigt, dass der effektive Absorptionskoeffizient doppelt so groß ist wie der spektrale Strahlungsgrad, oder mit anderen Worten, dass die durchschnittliche Ausbreitungslänge der Strahlung, die die Schicht durchdringt, doppelt so groß ist wie die Schichtdicke. Das bedeutet, dass wir auch davon ausgehen können, dass Strahlung, die mit dem regulären Absorptionskoeffizienten $a(l,z)$ absorbiert wird, sich im Durchschnitt unter einem Winkel von $60\,^\circ$ zur Oberflächennormalen ($1/\cos 60\,^\circ = 2$) ausbreitet.

In Wirklichkeit weicht die Erde von einem Lambert'schen Strahler ab, und aufgrund der Mie-Streuung oder Inhomogenitäten in der Atmosphäre folgen die einzelnen Strahlen nicht der geometrischen Optik. Daher erscheint es insgesamt sinnvoll, einen etwas kleineren effektiven Absorptionskoeffizienten von $(1/\cos b) \cdot a(l,z)$ in (10) mit einem durchschnittlichen Ausbreitungswinkel von $b = 52\,^\circ$ anzuwenden. Diese Beschreibung stimmt weitgehend mit der Zwei-Strom-Näherung überein (siehe Ref. 6, S. 232) und entspricht einem Diffusionsfaktor von $1/\cos b$. Die Integration von (10) über z und die Anwendung von (4) ergibt dann die Absorptionsfähigkeit $lw\, a_{(LW)}$.

2.3.3 Absorptionsspektrum

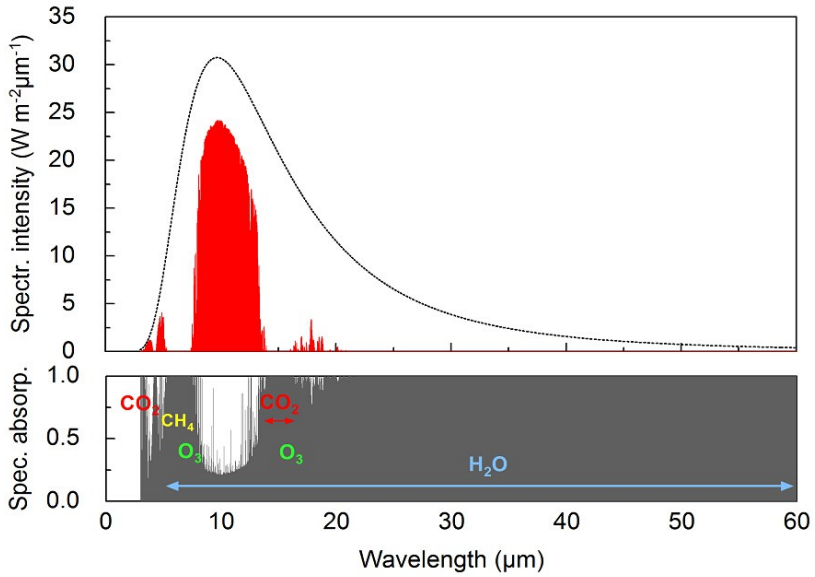


Abbildung 5. Transmissions- und Absorptionsspektrum der terrestrischen Strahlung in der Atmosphäre.

Abbildung 5 zeigt das Transmissions- und Absorptionsspektrum der terrestrischen Strahlung von *3–60 µm* für die Tropen bei einer Bodentemperatur von *26 °C* und einer Wasserdampfkonzentration von *2,29* %. Die spektrale Intensität $I_{(l)}$ für einen Planck'schen Schwarzkörperstrahler von *26 °C* ist als gepunktete Linie dargestellt. Der Gesamtfluss als Integral über die spektrale Intensität beträgt in diesem Fall $I_{(E)} = 454\ W/m^{(2)}$ von denen *85,7 %* von der

Treibhausgase. Über größere Spektralbereiche ist die Atmosphäre nahezu vollständig undurchlässig, nur bei etwa *10 µm* können weniger als *15 %* der terrestrischen Strahlung direkt ins Weltall entweichen. Auch hier ist Wasserdampf mit einem Anteil von *80,1 %* der mit Abstand größte Absorber, während CO_2allein *22,9 %*, CH_4 *2,0 %* und O_3 *3,3 %* beitragen. Aufgrund der Überlappung mit dem Wasserdampfspektrum in Gegenwart der anderen Gase verursacht CO_2jedoch nur einen zusätzlichen Anstieg der Absorptionsfähigkeit von *3,5 %*.

Die berechneten Absorptionsgrade für die drei Klimazonen als Funktion der CO_2-Konzentration sind in **Tabelle 3** aufgeführt. Die Werte in der vorletzten Spalte stellen wiederum die gewichteten Durchschnittswerte über die drei Klimazonen dar. Diese Durchschnittswerte weichen jedoch geringfügig um etwa *1 %* von den Berechnungen ab, die unter Bedingungen mit einer einheitlichen Temperatur von *15,5 °C* und einer einheitlichen Wasserdampfkonzentration von *14.615 ppm* durchgeführt wurden. Diese Werte für die Temperatur und die Wasserdampfkonzentration wurden ebenfalls als gewichtete Durchschnittswerte über die Klimazonen ermittelt. Die mit diesen globalen Durchschnittsparametern berechneten Absorptionsgrade sind in der letzten Spalte von **Tabelle 3** aufgeführt und in **Abbildung 6** als Funktion der CO_2-Konzentration dargestellt.

Tabelle 3. Absorptionsgrade *von lw* als Funktion der CO_2-Konzentration.

CO_2 (ppm)	*lw*-Absorptionsgrade a_{LW} (%)				
	Tropen	mittlere Breiten	Hohe Breitengrade	Durchschnitt 3 Zonen	globaler Mittelwert
0	81,90	69,44	58,98	74,68	77,02
35	83,80	74,48	67,04	78,43	80,08
70	84,18	75,35	68,32	79,10	80,62
140	84,65	76,31	69,80	79,86	81,29
210	84,99	77,00	70,77	80,40	81,76
280	85,28	77,51	71,52	80,83	82,14
350	85,53	77,95	72,14	81,19	82,45
380	85,65	78,12	72,38	81,34	82,58
420	85,76	78,33	72,68	81,51	82,74
490	85,97	78,67	73,16	81,80	83,00
560	86,16	78,98	73,61	82,06	83,24
630	86,35	79,29	74,02	82,32	83,46
700	86,52	79,58	74,41	82,56	83,68
770	86,69	79,85	74,78	82,79	83,88

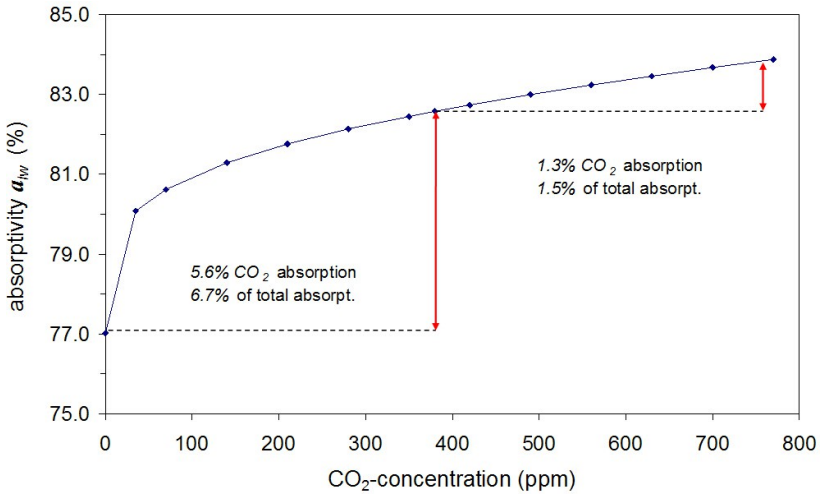


Abbildung 6. Globale Absorptionsfähigkeit als Funktion der CO_2 -Konzentration, verursacht durch Wasserdampf, CO_2 , CH_4 und O_3 .

Da wir uns in diesem Artikel insbesondere auf den globalen Einfluss von CO_2 konzentrieren, der durch die globale

Klimasensitivität gekennzeichnet ist, erscheint es sinnvoll, diese Daten für unsere weiteren Simulationen zu verwenden. Es hat sich jedoch gezeigt, dass es für die Klimasensitivität keinen großen Unterschied macht, welcher Datensatz verwendet wird.

Ähnlich wie die SW-Absorptionsgrade leidet auch die LW-Strahlung unter stärkeren Sättigungseffekten mit steigender Konzentration. So steigt die Absorption von null auf *380 ppm* um *5,6 %*, während eine weitere Verdopplung der CO_2 -Konzentration nur zu etwa *1,3 %* beiträgt.

3. STRAHLUNGSTRANSFER IN DER ATMOSPHÄRE

Im vorigen Abschnitt haben wir uns auf die Absorption von Sonnen- und Erdstrahlung in der Atmosphäre konzentriert, die sowohl die mechanische, kinetische als auch die innere Energie der Gasdecke erhöht. Im thermischen Gleichgewicht muss die Atmosphäre jedoch die gleiche Energiemenge an den Weltraum abgeben – und einen Teil davon auch an die Erdoberfläche zurück –, die sie durch absorbierte Strahlung und Wärmeübertragung aufnimmt. Dies geschieht hauptsächlich über Strahlungsprozesse in Aufwärts- und Abwärtsrichtung, da Treibhausgase nicht nur starke Absorber, sondern auch starke Emitter von Infrarotstrahlung sind.

Daher berücksichtigt eine umfassendere Analyse der Energie- und Strahlungsbilanz der Atmosphäre nicht nur die in (1)-(4) und (10) berücksichtigte Nettoabsorptionsleistung der einfallenden Strahlung, sondern auch jegliche Strahlung, die aus der Atmosphäre selbst stammt, sowie jegliche Rückstrahlung aufgrund einer externen Anregung. Dies ist das Thema dieses Abschnitts.

3.1 Strahlungstransfergleichung für die spektrale Strahlungsintensität

Bei der Betrachtung von Strahlung, die die Atmosphäre durchdringt und auf ihrem Weg Absorptionsverluste erleidet, wird diese Strahlung gleichzeitig von Wärmestrahlung überlagert, die aus der spontanen Emission von infrarotaktiven Molekülen in der Atmosphäre stammt. Da diese Emission fast denselben Wellenlängenbereich wie die terrestrische Strahlung abdeckt, kann sie die effektiven Absorptionsverluste eines Strahls erheblich reduzieren, die spektrale Verteilung verändern oder die Ursache für neue auf- und absteigende Strahlung in der Atmosphäre sein.

Die spektrale Leistungsdichte auf der Wellenlänge λ aufgrund der spontanen Emission der verschiedenen Gase i auf den Übergängen $m \rightarrow n$ in den gesamten Raumwinkel von 4π beträgt:

$$\frac{du_\lambda}{dt} = \sum_k h\nu_{mn} A^i_{mn} N^i_m g^i(\nu, \nu_{mn}) = \sum_k \frac{hc}{\lambda_{mn}} A^i_{mn} N^i_m g^i(\lambda, \lambda_{mn}) \tag{11}$$

und stellt eine spektrale Erzeugungsrate von Photonen der Energie $h\nu_{mn}$ pro Volumen dar. u_λ ist die spektrale Energiedichte, ν_{mn} die Resonanzübergangsfrequenz, λ_{mn} die jeweilige Resonanzwellenlänge, A_{mn} der Einstein-Koeffizient für spontane Emission, N_m die Zahlendichte eines angeregten molekularen Zustands m und $g(\lambda,\lambda_{mn})$ die Linienformfunktion eines molekularen Übergangs [7].

Daher können über kleine Ausbreitungsstrecken dr in der Atmosphäre beide Beiträge, die Strahlungsverluste und die thermische Emission, summiert werden, und für die spektrale Strahlungsintensität $I_{\lambda,\blacktriangle}$ können wir schreiben:

$$\frac{dI_{\lambda,\blacktriangle}(r)}{dr} = -\sum_k \vec{a}^i_{nm}(\lambda) \cdot I_{\lambda,\blacktriangle}(r) + \frac{1}{4\pi} \sum_k \frac{hc}{\lambda_{mn}} A^i_{mn} N^i_m(r) g^i(\lambda, \lambda_{mn}) \tag{12}$$

Während der erste Term aus dem Lambert-Beer-Gesetz bekannt ist und die durch die einfallende Strahlung induzierten Absorptions- und Emissionsprozesse darstellt, beschreibt der zweite Term die spontane Emission bei den verschiedenen molekularen Übergängen, die zur spektralen Strahlungsintensität bei der Wellenlänge λ beitragen. Die Summierung über k bedeutet wiederum die Summe über einzelne Übergänge innerhalb eines Moleküls und über die verschiedenen Gase, die durch den hochgestellten Index *i* gekennzeichnet sind.

Aus einem Volumenelement austretende Photonen breiten sich in die benachbarten Bereiche aus, kommen aber auch aus der Nachbarschaft. In einem homogenen Medium gleichen sich beide Flüsse gegenseitig aus. In einer dichten Atmosphäre, wie sie in der Troposphäre vorliegt, haben Photonen jedoch eine durchschnittliche Lebensdauer, bevor sie aufgrund der Absorption im Gas vernichtet werden. Dies gilt natürlich für die einfallende Strahlung, wie sie durch den ersten Term in (12) dargestellt wird, aber ebenso für die thermische Hintergrundstrahlung. Bei einer durchschnittlichen Photonenlebensdauer

$$t_{ph}(\lambda) = l_{ph}(\lambda)\frac{n}{c} = \frac{n}{c\sum \bar{a}^{i}_{nm}(\lambda)} \tag{13}$$

wobei $l_{ph} = 1/\sum \bar{a}^{i}_{nm}$ die mittlere freie Weglänge eines Photons im Gas ist, bevor es bei der Wellenlänge absorbiert wird λ absorbiert wird. Im thermischen Gleichgewicht können wir für die spektrale Energiedichte schreiben:

$$u_{\lambda} = \frac{\bar{a}^{h}\cdot n\,\lambda}{\sum_{k}\bar{a}_{nm}(\lambda)}\cdot(\Sigma)_{lmn}\,A^{i}_{(mn)}\,N(i)\,g(i)\,(l,l(mn)) \tag{14}$$

Wie bereits zuvor dargelegt ([7], Unterabschnitt 2.5), stellt u_{λ} lediglich die spektrale Energiedichte eines Planck-Strahlers bei λ dar und wird wie folgt angegeben

$$u_{\lambda} = \frac{8\pi n^{4} hc}{\lambda^{5}}\frac{1}{e^{\frac{hc}{k T_A \lambda}}-1} = \frac{4\pi n}{c} B_{\lambda\blacktriangle}(T_A) \tag{15}$$

mit $B_{\lambda\blacktriangle}(T_A)$ als Kirchhoff-Planck-Funktion, die mit (8) identisch ist, nun jedoch die spektrale Strahlungsintensität der Atmosphäre bei der Temperatur T_A beschreibt.

Mit (14) und (15) lässt sich dann der zweite Term in (12) durch die jeweiligen Absorptionskoeffizienten bei einem Übergang multipliziert mit der Kirchhoff-Planck-Funktion ausdrücken:

$$\frac{dI_{\lambda\blacktriangle}(r)}{dr} = -\sum_{k}\bar{a}^{i}_{nm}(\lambda, r)\cdot I_{\lambda\blacktriangle}(r) + \sum_{k}\bar{a}^{i}_{nm}(\lambda, r)\cdot B_{\lambda\blacktriangle}(T_A(r)) \tag{16}$$

Diese Gleichung ist als Schwarzschild-Gleichung bekannt [5–7, 13] und beschreibt die Ausbreitung von Strahlung in einem absorbierenden Gas und bei Vorhandensein einer thermischen Hintergrundstrahlung dieses Gases. Im Allgemeinen wird diese Gleichung aus rein thermodynamischen Überlegungen abgeleitet und gilt unter Bedingungen, bei denen die Kollisionsrate $C_{(mn)}$ superelastischer Kollisionen (Übergänge von $m \rightarrow n$ aufgrund von deaktivierenden, nicht strahlenden Kollisionen) viel größer ist als die spontane Emissionsrate $A_{(mn)}$. Dies ist typischerweise in der gesamten Troposphäre bis zur Stratosphäre der Fall.

Für unsere Berechnungen von der Oberfläche bis zur Mesopause und umgekehrt verwenden wir eine verallgemeinerte Form der Strahlungstransportgleichung (siehe Ref. 7):

$$\frac{dI_{\lambda\blacktriangle}(r)}{Dr.} = \sum_{k}\bar{a}^{i}_{nm}(\lambda, r)\,\dot{-}\,c(r)\cdot I_{\lambda\blacktriangle}(r) + B_{\lambda\blacktriangle}(T_A(r))^{\circledast} \tag{17}$$

was ebenfalls aus (12) abgeleitet werden kann und beide Grenzfälle dünner und dichter Atmosphären abdeckt. Insbesondere ermöglicht es einen kontinuierlichen Übergang von niedrigen zu hohen Dichten, gesteuert durch einen kollisionsabhängigen Parameter $c(r)$ [7]:

$$c(r) = 1 - \frac{1/4}{1 + C_{mn}(r)/A_{mn}} \tag{18}$$

die Werte von $3/4 \le c \le 1$ für $0 \le C_{mn}/A_{mn} \le \infty$ annehmen können.

3.2 Strahlungstransfergleichung für die spektrale Intensität

Da für die weiteren Überlegungen die in die gesamte Halbkugel emittierte Strahlung von Interesse ist, muss (17) über den Raumwinkel ▲ = $2p$ integriert werden. Wie bereits in Unterabschnitt 2.3 erläutert, trägt ein Strahl, der sich unter einem Winkel b zur Schichtnormalen (z-Richtung) ausbreitet, aufgrund des Lambert-Gesetzes nur mit einem Betrag $I_{(l)}(,)(▲)\ cosb \cdot d▲$ zur spektralen Intensität bei. Dasselbe gilt vermutlich auch für die von einer Gasschicht unter diesem Winkel emittierte Wärmestrahlung.

Andererseits nimmt die Weglänge durch eine Schicht der Tiefe dz mit $dr = dz/cosb$ zu, sodass die b-Abhängigkeit für beide Terme $I_{l,▲}$ und $B_{l,▲}$ verschwindet.

Analog zu (9) ergibt die Integration von (17) über ▲ unter Verwendung der Identitäten $I_l = p \cdot I(l)(,)(▲)$ sowie $B_l = p \cdot B(l)(,)(▲)$ ergibt sich für die spektrale Intensität in z-Richtung:

$$\frac{dI_{(l)}(z)}{dz} = 2\sum_k a^{-}_{nm}{}^{(i)}(l,z)\left[-c(z)I(z) + B(T_{(A)}(z))\right] \tag{19}$$

Da sich die Dichte der Gase, der Gesamtdruck und die Temperatur mit der Höhe ändern, muss (19) schrittweise für dünne Schichten der Dicke Δz gelöst werden, über die die Absorptionskoeffizienten $a^{-}_{nm}{}^{i}$, die Der Parameter c und die spektralen Intensitäten I_l und B_l können als konstant angenommen werden. Mit dem laufenden Index j für verschiedene Schichten kann (19) schrittweise berechnet werden (siehe Ref. 7, Unterabschnitt 4.5):

$$I^{j}(\Delta z) = I^{j-1} e^{-2c^{j}\Sigma a^{-}_{nm}{}^{(i)}(l)\Delta z} + \frac{B(j)}{c^{j}} (T^{j})(1 - e^{-2c^{j}\Sigma a^{-}_{nm}{}^{(i)}(l)\Delta z}) \tag{20}$$

Die Intensität in der j-*ten* Schicht wird aus der vorherigen Intensität I^{j-1} der *(j-1)-ten* Schicht mit den Werten $a^{-}_{nm}{}^{i,j}(l)$ und $B^{j}(T^{j}_{A})$ der *j-ten* Schicht. Auf diese Weise wird die Ausbreitung über die gesamte Atmosphäre schrittweise berechnet.

Der erste Term in (20) beschreibt die Transmission der einfallenden spektralen Intensität in einem verlustbehafteten Medium über die Schichtdicke, während der zweite Term die Selbstabsorption der thermischen Hintergrundstrahlung in Vorwärtsrichtung darstellt und mit der spontanen Emission der Schicht in eine Hemisphäre identisch ist.

Ähnlich wie in (10) wenden wir auch für die Strahlungstransferberechnungen etwas kleinere effektive Absorptionskoeffizienten an, indem wir $2a^{-}_{nm}{}^{i,j}(l)$ in den Exponenten von (20) durch $a^{-}_{nm}{}^{i,j}(l)/\cos b$ ersetzen und einen durchschnittlichen Ausbreitungsrichtung von $b = 52^{\circ}$ an.

3.3 Strahlungstransferberechnungen

Ein Beispiel für den berechneten Strahlungstransfer von der Erdoberfläche zum *TOA* (*86 km* Höhe) für die Tropen ist in **Abbildung 7**.a dargestellt. Es wird davon ausgegangen, dass die Temperatur- und Druckabhängigkeit über der Atmosphäre dieselbe ist wie in Abschnitt 2. Die Oberfläche wird als Schwarzkörperstrahler bei 26 °C mit einer spektralen Intensität betrachtet, die als rote gepunktete Kurve dargestellt ist, und einer Gesamtstrahlungsintensität $I_{(E)} = 454\ W/m^{(2)}$. Auf ihrem Weg durch die Atmosphäre wird die Strahlung stark absorbiert, außer im Spektralfenster um *10 µm*. Dennoch ist die in den Weltraum abgegebene Intensität weniger abgeschwächt als aufgrund der stark gesättigten Absorptionsbanden von $CO_{(2)}$ und Wasserdampf zu erwarten wäre (siehe **Abbildung 5)**. Spektralbereiche mit starker Absorption strahlen ebenfalls sehr intensiv, jedoch nur bei reduzierten Temperaturen in höheren Höhen und daher mit reduzierter Intensität.

Die gesamte Ausgangsintensität I^{up}_{Gesamt} an *der TOA* als Integral über das Spektrum von **Abbildung 7**.a kann erklärt werden, dass sie aus der nicht absorbierten terrestrischen Intensität ($I_E - I_{abs}$) plus der aufsteigenden Intensität der Atmosphäre I^{up}_{A} besteht mit:

$$I^{up}_{gesamt} = I_E - I_{abs} + I^{up}_{A} \tag{21}$$

Abbildung 7.b zeigt die spektrale Intensität der Aufwärtsströmung, die ausschließlich durch die Emission der Atmosphäre selbst verursacht wird und über I^{up}_{A} integriert I^{up} ergibt. Die Differenz der beiden Graphen a) und b) bestimmt die Absorption der terrestrischen Strahlung in der Atmosphäre, während die Differenz der integrierten Kurven, normiert auf die anfängliche terrestrische Intensität $I_{(E)}$, die jeweilige Absorptionsfähigkeit ergibt, wie in Abschnitt 2 aufgeführt.

Aus dieser Sicht würde die Anwendung des Strahlungstransfermodells also keine neuen Erkenntnisse liefern. Manchmal führt es sogar zu Fehlinterpretationen, dass die CO_2-Absorption im 15-µm-Band nicht gesättigt wäre. Für das Verständnis und die Interpretation von Satelliten- und bodengestützten Spektren [7, 14–21] sind diese Berechnungen jedoch unverzichtbar, und ihre hervorragende Übereinstimmung mit den Messungen bestätigt die korrekte theoretische Grundlage für den Strahlungstransfer in der Atmosphäre. Im Zusammenhang mit der Strahlungs- und Energiebilanz von *EASy* sind sie besonders wichtig, um zu bewerten, welcher Anteil der gesamten thermischen Hintergrundstrahlung in den Weltraum zurückgeworfen wird und welcher Anteil nach unten abgestrahlt wird, um von der Oberfläche absorbiert zu werden.

Abbildung 7.c zeigt ein Diagramm, das unter identischen Bedingungen wie zuvor berechnet wurde, jedoch die nach unten gerichtete Strahlung darstellt, die sich von Null an *der TOA* bis zu einer erheblichen Stärke an der Oberfläche aufgebaut hat und ausschließlich aus der spontanen Emission der Treibhausgase in Abwärtsrichtung stammt. Über größere Spektralbereiche ist die Intensität fast identisch mit der eines Schwarzkörperstrahlers, nur innerhalb des Spektralfensters um *10 µm* ist *eine* tiefere Lücke in der Spektralverteilung zu beobachten, ähnlich wie **in Abbildung 7.**b.

In den Tropen beträgt die Intensität in Abwärtsrichtung *80 %* eines Schwarzkörperstrahlers bei *26 °C* und entspricht *63 %* der gesamten atmosphärischen Emission, während der ausgehende Anteil nur *37 %* ausmacht. Der Grund für diese asymmetrische Emission der Atmosphäre ist die Temperaturabnahme mit der Höhe und in gewissem Maße auch das Dichteprofil über der Atmosphäre, die beide dafür verantwortlich sind, dass die unteren und wärmeren Schichten intensiver strahlen als die höheren, kälteren Schichten. Diese asymmetrische Strahlung der Atmosphäre kann durch einen Asymmetriefaktor ausgedrückt werden:

$$f_A = \frac{\int_0^{R} I^{abwärts}_{l,A}\, dl}{\int_0^{R} I^{aufwärts}_{l,A}\, dl + \int_0^{\infty} I^{abwärts}_{l,A}\, dl} \times 100\ [\%] \tag{22}$$

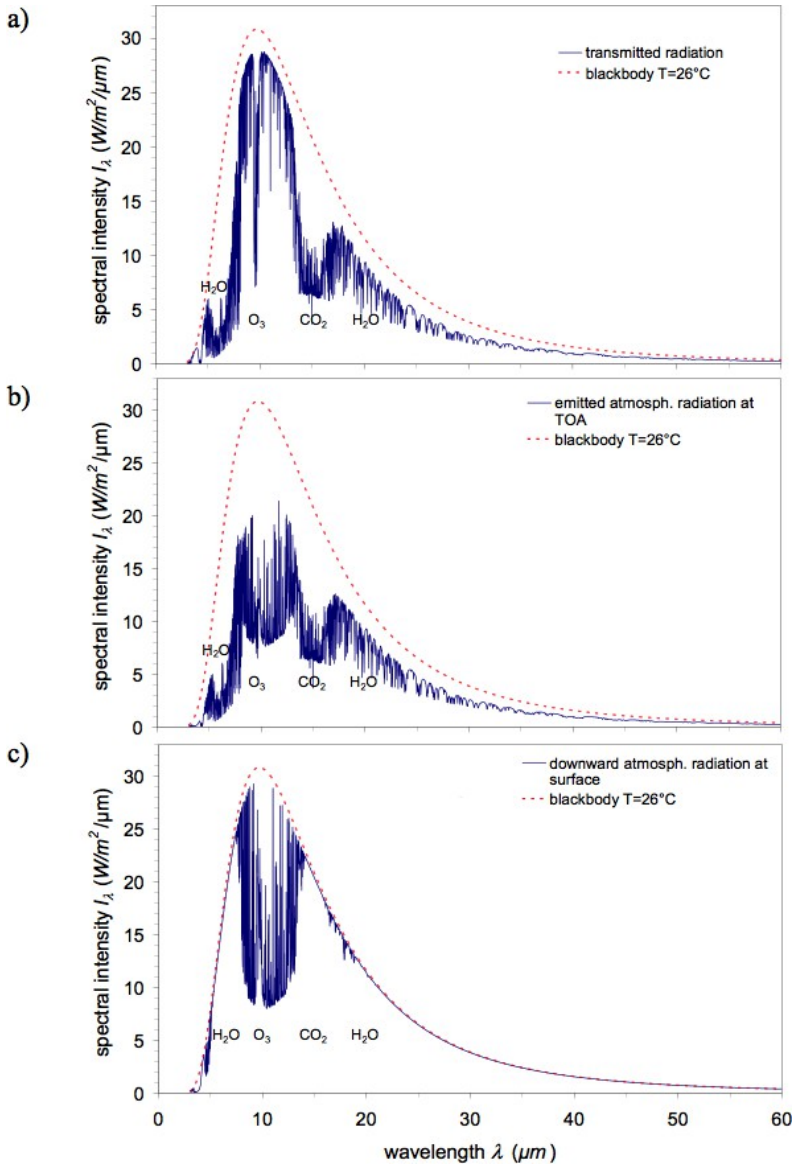


Abbildung 7. a) Gesamte ausgehende Strahlung an der Obergrenze der Atmosphäre (*TOA*) in den Tropen, b) Aufwärtsströmung und c) Abwärtsströmung der spektralen Intensität nur der Atmosphäre, berechnet mit dem Strahlungstransfermodell.

wenn $I^{down}_{\lambda,A}$ und $I^{up}_{\lambda,A}$ die von der Atmosphäre emittierten spektralen Intensitäten der Abwärts- und Aufwärtsstrahlung sind.

Aufgrund der unterschiedlichen Bodentemperatur, der variierenden Temperaturabnahme und der Luftfeuchtigkeit ändern sich diese Intensitäten auch mit den Klimazonen, sodass f_A kein fester Parameter ist, sondern über diese Zonen variiert (siehe **Tabelle 4**). **Abbildung 8** zeigt f_A als Funktion der Bodentemperatur T_E (rote Dreiecke). Dieses Diagramm lässt sich gut durch eine Gerade mit einer Steigung $df_{(A)}/dT_{(E)} = 0{,}145\ \%/\ ^\circ C$ darstellen, die die Temperaturabhängigkeit von $f_{(A)}$ definiert und einige weitere Auswirkungen auf die Rückkopplung der Temperaturabnahme hat, wie in Abschnitt 5 erläutert wird.

Die zusätzlich eingezeichneten Werte für f_A, berechnet für Abweichungen von $\pm 5\ ^\circ C$ von der mittleren Temperatur einer Klimazone, zeigen den etwas geringeren Temperatureinfluss, wenn die Luftfeuchtigkeit innerhalb einer Klimazone konstant gehalten wird.

Tabelle 4. Berechnete Intensitäten, Absorptionsgrade und Asymmetriefaktor f_A in den drei Klimazonen unter Standardbedingungen.

Zone T (˚ C)	Intensität (W/m²)						f_A (%)	a_{LW} (%)
	I_E	$I_{Gesamt}^{aufwärts}$	$I_A^{aufwärts}$	I_A^{ab}	I_A^{Gesamt}	$Iabs$		
hohe Breite: -7	284,50	221,02	142,94	194,09	337,03	206,26	57,59	72,38
mittlere Breite: 8	354,27	249,85	172,97	259,63	432,60	277,01	60,02	78,12
Tropen: 26	454,09	282,16	218,10	364,58	582,68	389,11	62,57	85,65

Tabelle 4 zeigt auch die LW-Absorptionsgrade in den drei Klimazonen, die aus den Strahlungstransferberechnungen abgeleitet wurden, und **Abbildung 8** zeigt dies als Funktion der Temperatur (blaue Quadrate). Unter den in Abschnitt 2 definierten Bedingungen kann $\boldsymbol{a}_{LW}$ auch gut durch eine Gerade mit einer Steigung $\boldsymbol{da}_{LW}/dT_E = 0{,}38$ *%/ ˚C*. Diese Beziehung verbindet die LW-Absorptionsgrade über die Wasserdampfkonzentration direkt mit der Temperatur und bestimmt somit die Wasserdampf-Rückkopplung. Bei fester Luftfeuchtigkeit würde der Absorptionsgrad mit steigender Temperatur offensichtlich abnehmen, wie dies in den einzelnen Klimazonen zu beobachten ist.

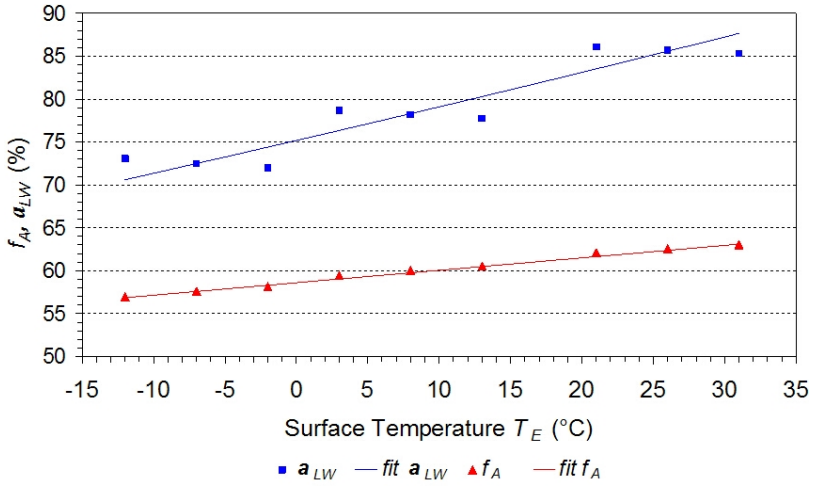


Abbildung 8. Asymmetriefaktor f_A und Absorptionsgrad *lw* $\boldsymbol{a}_{LW}$ als Funktion der Bodentemperatur T_E .

4. ERWEITERTES ZWEISCHICHT-KLIMAMODELL

Die treibende Kraft von *EASy* ist die in der Atmosphäre und an der Erdoberfläche absorbierte Sonnenenergie. Diese Energie wird in Wärme, innere Energie, potenzielle und kinetische Energie oder Strahlung umgewandelt und ist im Allgemeinen recht ungleichmäßig über den Globus verteilt, was zu stärkeren zeitlichen und lokalen Umverteilungs- und Austauschprozessen in lateraler und vertikaler Richtung führt. Dennoch trägt im Durchschnitt keiner dieser Prozesse zu den global integrierten Transfers zwischen der Oberfläche, der Atmosphäre und dem Weltraum bei. Über Zeiträume, die im Vergleich zu denen der Energieumverteilung lang sind, kann davon ausgegangen werden, dass sich *EASy* im thermischen Gleichgewicht befindet. Dies wird die Grundlage für weitere Überlegungen sein.

Die in den Abschnitten 2 und 3 vorgestellten Berechnungen der Absorptionsgrade *von SW* und *LW* in der Atmosphäre bestimmen direkt die Energiebilanz und damit die Temperaturen, die sich zwischen der Oberfläche und der Atmosphäre ausgleichen.

In diesem Abschnitt betrachten wir ein zweischichtiges Klimamodell, bestehend aus der Oberfläche als einer Schicht und der

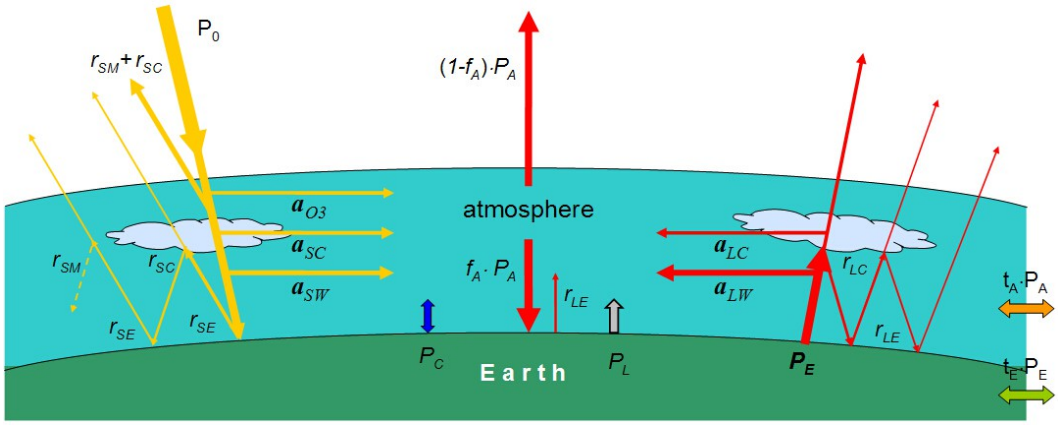


Abbildung 9. Zweischicht-Klimamodell der Erdoberfläche und der Atmosphäre.

Atmosphäre als zweite, breitere Schicht (siehe **Abbildung 9**), die sowohl als Absorber als auch als Planck-Strahler fungieren. In dieser Hinsicht ähnelt es den Modellen von Dines oder Liou [22–24], jedoch mit wesentlich mehr Merkmalen, z. *B.* den Absorptionsgraden *für* kurze und *lange Wellenlängen*, die durch unterschiedliche Gaskonzentrationen oder Temperaturen verursacht werden, und unter Einbeziehung von Wolkeneffekten für die Strahlung *kurzer* und langer Wellenlängen, der sensiblen und latenten Wärmeübertragung sowie aller relevanten Rückkopplungseffekte wie Wasserdampf, Temperaturabnahme, Albedo, Wolkendecke, Konvektion und Verdunstung.

Im Gleichgewicht geben die Oberfläche und die Atmosphäre jeweils so viel Energie ab, wie sie von der Sonne, der benachbarten Schicht oder einer kontinentalen Klimazone aufnehmen.

4.1 Kurzwellige Strahlungsbilanz

Die Sonneneinstrahlung in einer dieser Klimazonen (Tropen, mittlere Breiten oder hohe Breiten) beträgt:

$$P_0 = E_S \cdot A^Z_{pro} \tag{23}$$

mit A^Z_{pro} als Projektionsfläche senkrecht zum einfallenden Licht und E_S als Sonnenkonstante. Dann ist die von O_3 über der Stratosphäre und Tropopause absorbierte und größtenteils als Wärme in die Atmosphäre abgegebene Energie kann

1. zu atmos:

$$\boldsymbol{a}_{O3} \cdot P_0 \tag{24}$$

wobei $\boldsymbol{a}_{O3}$ die integrale Absorptionsfähigkeit der O_3 -Moleküle ist.

Auf seinem weiteren Weg durch die Atmosphäre wird der nicht absorbierte Anteil $(\boldsymbol{1}\text{-}\boldsymbol{a}_{O3}) \cdot P_o$ teilweise in den Weltraum zurückgestreut, wobei zwei Fälle zu unterscheiden sind. Bei klarem Himmel werden in erster Linie Rayleigh- und Mie-Streuung durch Moleküle und mikroskopisch kleine Partikel in der Atmosphäre beobachtet. Dieser Prozess kann durch einen Streukoeffizienten $r_{(SM)}$ für Sonnenlicht oder SW-Strahlung charakterisiert werden (obwohl physikalisch nicht korrekt, oft als Reflexion bezeichnet). Bei bewölktem Himmel tritt eine zusätzliche Streuung mit einem erhöhten Streukoeffizienten $r_{(SA)\ auf,}$der als Summe des molekularen und eines zusätzlichen Wolkenstreubeitrags $r_{(SC)}$ mit $r_{(SA)} = r_{(SM)} + r_{(SC)}$ ausgedrückt werden kann und mit der Wolkendecke $C_{(C)}$ gewichtet wird.Dann beträgt das gesamte ins All zurückgestreute Sonnenlicht:

1. in den Weltraum:

$$((1 - C_C)r_{SM} + C_C r_{SA}) \cdot (1 - \alpha_{O3})P_0 = (r_{SM} + C_C \cdot_{r(SC)}) \cdot (1 - \alpha_{(O)\ (3)}) \cdot_{P(0)} \quad (25)$$

Strahlung, die sich durch Wolken ausbreitet, unterliegt nicht nur stärkeren Streuverlusten, sondern auch einer zusätzlichen Absorption über den Wolkenweg. Bei einer Wolkenabsorptionsfähigkeit α_{SC} beträgt die überschüssige Energie, die als Wärmeenergie in die Atmosphäre abgegeben wird

2. zu atmos:

$$_{aSC}\, C_C (1 - r_{SA}) \cdot (1 - \alpha_{O3})P_0 \quad (26)$$

Die nach unten gerichtete Strahlung besteht ebenfalls aus zwei Teilen, von denen einer die Bedingungen bei klarem Himmel mit dem Gewicht (1 - C_C) und der andere den bewölkten Teil mit dem Gewicht C_C darstellt. Auf ihrem weiteren Weg zur Oberfläche treten zusätzliche Absorptionsverluste aufgrund von Wasserdampf, CO_2 und CH_4 auf, die der Einfachheit halber vor allem in der unteren Troposphäre angenommen werden. Mit einem Absorptionsgrad $a_{(SW)}$ erhalten wir für die an die Atmosphäre übertragene Leistung:

3. zur Atmosphäre:

$$_{aSW}\ [(1 - C_C)(1 - r_{SM}) + C_C (1 - r_{SA})(1 - \alpha_{SC})] \cdot (1 - \alpha_{O3})P_0 \quad (27)$$

Als erster Beitrag, der mit der Oberflächenschicht gekoppelt werden kann, bleibt übrig:

1. zur Erde:

$$_{(}1 - r_{SE})(1 - \alpha_{SW}) [(1 - C_C)(1 - r_{SM}) + C_C (1 - r_{SA})(1 - \alpha_{SC})] \cdot (1 - \alpha_{O3})P_0 \quad (28)$$

wobei r_{SE} die Reflektivität der Erdoberfläche für *SW*-Strahlung ist.

Die von der Oberfläche reflektierte Strahlung verschwindet nicht nur in den Weltraum, sondern kann auch in der Atmosphäre als molekulare Streuung und Wolkenstreuung erneut gestreut und zusätzlich in den Wolken absorbiert werden. Die reflektierte Leistung an der Oberfläche beträgt

$$r_{SE} \cdot (1 - \alpha_{SW})[(1 - C_C)(1 - r_{SM}) + C_C(1 - r_{SA})(1 - \alpha_{SC})] \cdot (1 - \alpha_{O3})P_0 = {}_{r(SE)} \cdot PS \quad (29)$$

mit der Abkürzung *PS* für Power at the Surface (Leistung an der Oberfläche). Eine zusätzliche Absorption dieser ausgehenden Strahlung durch Wasserdampf und CO_2 kann aufgrund von Sättigungseffekten und der Aufhellung der Strahlung in den stärkeren Absorptionsbanden vernachlässigt werden. Die Strahlung, die erneut die Wolken passiert, liefert jedoch einen zweiten Beitrag zur Atmosphäre:

4. zur Atmosphäre:

$$C_C (1 - r_{SA})\, \alpha_{SC} \cdot r_{SE}\, PS \quad (30)$$

und die Menge, die in den Weltraum gelangt, beträgt:

2. in den Raum:

$$((1 - C_C)(1 - r_{SM}) + C_C (1 - r_{SA})(1 - \alpha_{SC})) \cdot r_{SE}\, PS \quad (31)$$

Der Teil, der erneut nach unten gestreut und in die Oberfläche gekoppelt wird, beträgt

2. zur Erde:

$$(1 - r_{SE})((1 - C_C)r_{SM} + C_C r_{SA})\, r_{SE} \cdot PS \quad (32)$$

Nach einer zweiten Reflexion an der Oberfläche erhalten wir die Beiträge:

5. zu atmos:

$$C_C\,(1 - r_{SA})\,\alpha_{SC}\cdot r_{SE}\;((1 - C_C)r_{SM} + C_C r_{SA)}\cdot r_{(SE)\,PS} \tag{33}$$

3. zum Weltraum:

$$((1 - C_C)(1 - r_{SM}) + C_C\,(1 - r_{SA})(1 - \alpha_{SC}))\cdot r_{SE}\;((1 - C_C)r_{SM} + C_C r_{SA)}\cdot r_{(SE)\,PS} \tag{34}$$

3. zur Erde:

$$(1 - r_{SE})\cdot r_{SE}^2\,((1 - C_C)r_{SM} + C_C\,r_{SA})^2\cdot PS \tag{35}$$

Eine dritte Reflexion an der Oberfläche ergibt:

6. zur Atmosphäre:

$$C_C\,(1 - r_{SA})\,\alpha_{SC}\cdot r_{SE}^2\;((1 - C_C)r_{SM} + C_C r_{SA})^2\cdot r_{(SE)\,PS} \tag{36}$$

4. zum Raum:

$$((1 - C_C)(1 - r_{SM}) + C_C\,(1 - r_{SA})(1 - \alpha_{SC}))\cdot r_{SE}^2\;((1 - C_C)r_{SM} + C_C r_{SA})^2\cdot r_{(SE)\,PS} \tag{37}$$

4. zur Erde:

$$(1 - r_{SE})\cdot r_{SE}^3\,((1 - C_C)r_{SM} + C_C\,r_{SA})^3\cdot PS \tag{38}$$

Es ist leicht zu erkennen, dass zusätzliche Reflexionen zu drei Potenzreihen beitragen, die unter typischen Bedingungen schnell konvergieren und durch ihre Summenformeln dargestellt werden können. Wenn man also die einzelnen Beiträge für die Atmosphäre, die Erde und den Weltraum auflistet, ergibt sich Folgendes:

Atmosphäre:

$$P_{S\to A} = \left(\alpha_{O3} + \alpha_{SC}\,C_C\,(1 - r_{SA})(1 - \alpha_{O3}) + \alpha_{SW} + \frac{r_{(SE)}\,\alpha_{(SC)}\,c_{(C)}\,(1 - r_{(SA)})(1 - a_{(SW)})}{1 - r_{SE}\,((1 - C_C)r_{SM} + C_C r_{SA})}\right) \times [(1 - C_C)(1 - r_{SM}) + C_C\,(1 - r_{SA})(1 - \alpha_{SC})]\cdot(1 - \alpha_{O3)})\,P_0 \tag{39}$$

Erde:

$$P_{S\to E} = (1 - r_{SE})(1 - \alpha_{SW})\cdot\frac{[(1 - C_C)(1 - r_{SM}()+) (C) (C_{)\,((}) (1) (—) (r) (_{SA)\,()}() (1) (—) (a) (_{SC)\,()}])\cdot}{1 - r_{SE}\,((1 - C_C)r_{SM} + C_C r_{SA})}\,(1 - a(O)_{3)}\cdot P_0 \tag{40}$$

Raum:

$$P_{S\to Sp} = \left(r_{SM} + C_C r_{SC} + r_{SE}\cdot\frac{[(1 - C_C)(1 - r_{SM}) + C_C\,(1 - r_{SA})(1 - \alpha_{SC})]^2}{1 - r_{SE}\,((1 - C_C)r_{SM} + C_C r_{SA})}\,(\cdot)\;((()\;(1)\;(—)\;(a)\;(SW)\;())\right)_{\times}(1 - \alpha_{O3})\cdot P(0) \tag{41}$$

4.2 Langwellige Strahlungsbilanz

Der größte Teil der Energieübertragung zwischen den beiden Schichten erfolgt durch *langwellige* Strahlung, da sowohl die Oberfläche als auch die Atmosphäre im mittleren Infrarotbereich (*IR*) als Absorber und Planck'sche Strahler wirken. Die von der Oberfläche abgegebene Leistung $P_{(E)}$ wird über breitere Spektralbereiche von Wasserdampf, $CO_{(2)}$ und $CH_{(4)}$ in der unteren Troposphäre absorbiert, ein weiterer Anteil von *1,5 %* wird von $O_{(3)}$ in der Stratosphäre absorbiert. Bei einem Absorptionsgrad $a_{(LW)}$ für die Langwellenstrahlung beträgt die Menge

1. zu atmos:

$$_{aLW} \cdot P_E \tag{42}$$

wird in der Atmosphäre absorbiert und wieder abgegeben, während der nicht absorbierte Anteil direkt in den Weltraum entweichen kann (Rayleigh-Streuung im *IR* ist vernachlässigbar) oder teilweise von Wolken zur Oberfläche zurückgestreut wird. Bei einer Wolkendecke C_C und einem Wolkenstreukoeffizienten r_{LC} für lw-Strahlung beträgt der Anteil

1. zur Erde:

$$(1 - r_{LE}) C_C r_{LC} (1 - \alpha_{LW}) \cdot P_E \tag{43}$$

zurück zur Oberfläche gekoppelt, wobei r_{LE} die Reflektivität der lw-Strahlung an der Oberfläche darstellt.

Der Teil, der nicht zurückgestreut wird, sondern in die Wolken eindringt, teilt sich wiederum in einen stärkeren Absorptionsbeitrag und einen kleineren Restanteil auf, der in den Weltraum entweicht. Bezeichnet man die Absorptionsfähigkeit der Wolken für *langwellige* Strahlung mit α_{LC}, so beträgt die von den Wolken absorbierte und weiter an die Atmosphäre abgegebene Leistung:

2. an die Atmosphäre:

$$C_C (1 - r_{LC}) \alpha_{LC} (1 - \alpha_{LW}) \cdot P_E \tag{44}$$

Mit (44) nehmen wir an, dass die absorbierte Strahlung aufgrund dominanter Wärmeleitungs- und Konvektionsprozesse vollständig als innere Energie oder Wärme in der Atmosphäre freigesetzt wird. Ein leicht modifiziertes Bild wäre, dass die absorbierte Energie von den Wolken wieder abgestrahlt wird und aufgrund des kontinuierlichen breiten Planck-Spektrums nur ein Teil dieser Strahlung von den Treibhausgasen in der Atmosphäre wieder absorbiert wird, während von dem nicht resonanten Anteil die eine Hälfte in den Weltraum gelangt und die andere Hälfte zur Oberfläche zurückgeworfen wird. Ein detaillierter Vergleich zeigt jedoch, dass beide Bilder fast identische Ergebnisse in der Energiebilanz liefern, und da die Realität irgendwo dazwischen liegen könnte, beschränken wir uns hier auf die erste Annahme.

Die in den Weltraum entweichende Energie besteht aus dem Teil, der sich durch klare Himmelsbereiche ausbreitet, und einem Rest, der die Wolken durchdrungen hat:

1. in den Weltraum:

$$(1 - C_C) + C_C (1 - r_{LC})(1 - \alpha_{LC})) \cdot (1 - \alpha_{LW}) \cdot P_E \tag{45}$$

Diese Strahlung, die (einmal) von den Wolken zurückgestreut und dann am Boden reflektiert wird, wird erneut in drei Teile aufgeteilt:

3. in die Atmosphäre:

$$C_C^2 r_{LE} r_{LC} (1 - r_{LC}) \alpha_{LC} (1 - \alpha_{LW}) \cdot P_E \tag{46}$$

2. zur Erde:

$$C r_{C\,LC}^{2\,2} r_{LE} (1 - r_{LE})(1 - \alpha_{LW}) \cdot P_E \tag{47}$$

2. zum Weltraum:

$$C_C r_{LC} r_{LE} \cdot ((1 - C_C) + C_C (1 - r_{LC})(1 - \alpha_{LC})) \cdot (1 - {}_{a(LW)}) \cdot {}_{P(E)} \tag{48}$$

Eine nächste Rundreise liefert die Beiträge:

4. an atmos:

$$C^3 r^2 r^2 (1 - r_{LC})\alpha_{LC}(1 - \alpha_{LW}) \cdot P_E \quad (49)$$

3. zur Erde:

$$C^3 r^3 r^2 (1 - r_{LE})(1 - \alpha_{LW}) \cdot P_E \quad (50)$$

3. zum Weltraum:

$$C^2 r^2 r^2 \cdot ((1 - C(C))+C(C)(1 - r(LC))(1 - a(LC)))\cdot(1 - a(LW)) \cdot P(E) \quad (51)$$

Die Einbeziehung weiterer Reflexionen und Streuereignisse führt erneut zu entsprechenden Potenzreihen für die beiden Schichten und den Raum. Addiert man alle diese Beiträge und berücksichtigt den anfänglichen Strahlungsverlust P_E von der Erdoberfläche, so erhält man:

atmos:

$$P_{E\to A} = \alpha_W + \frac{C_C}{1 - C_C r_{LE} r_{LC}}(1 - r_{LC})\alpha_{LC}(1 - \alpha_{LW}) \cdot P_E \quad (52)$$

Erde:

$$P_{E\to} = 1 - \frac{C_C r_{LC}}{1 - C_C r_{LE} r_{LC}}(1 - r_{LE})(1 - \alpha_{LW}) \cdot P_E \quad (53)$$

Raum:

$$P_{E\to Sp} = \frac{1}{1 - C_C r_{LE} r_{LC}}(1 - C_C + C_C(1 - r_{LC})(1 - a_{LC})(1 - a_{LW}) \cdot P(E) \quad (54)$$

Die Atmosphäre stellt ebenfalls einen Planck-Strahler dar, der die Leistung P_A abgibt. Aufgrund der Temperaturverteilung über die Höhe entweicht ein kleinerer Anteil $(1 - f_A) \approx 39\,\%$ dieser *langwelligen* Strahlung in den Weltraum (siehe (22)), der andere Teil $f_A \approx 61\,\%$ wird nach unten gerichtet. An der Oberfläche wird ein kleinerer Teil der nach unten gerichteten Strahlung zurückreflektiert und verbleibt in der Atmosphäre, während der Hauptteil von der Oberfläche absorbiert wird. Dies ergänzt die Langwellenstrahlungsbilanz für die beiden Schichten und den Weltraum, für die wir Folgendes finden:

atmos:

$$P_{A\to A} = -((1 - f_A)+ f_A - r_{LE} f_A) \cdot P_A = -(1 - r_{LE} f_A) \cdot P_A \quad (55)$$

Erde:

$$P_{A\to E} = (1 - r_{LE}) f_A \cdot P_A \quad (56)$$

Weltraum:

$$P_{A\to Sp} = (1 - f_A) \cdot P_A \quad (57)$$

4.3 Sinnvolle und latente Wärme

Der größte Teil des Energietransfers zwischen der Oberfläche und der Atmosphäre erfolgt durch Absorptions- und Emissionsprozesse. Zusätzliche Energie kann jedoch durch fühlbare und latente Wärme übertragen werden. Während fühlbare Wärme den Energietransfer durch Wärmeleitung und Konvektion von der wärmeren zur kälteren Schicht darstellt, beschreibt latente Wärme den Energietransfer, der durch Phasenübergänge von verdunstendem Wasser

oder sublimierendem Eis an der Oberfläche und der anschließenden Freisetzung der Verdampfungsenergie in die Atmosphäre, wenn der Wasserdampf kondensiert und als Niederschlag zurückfällt.

Daher muss die Gesamtenergiebilanz zwischen der Oberfläche und der Atmosphäre durch den Wärmeaustausch zwischen beiden Schichten ergänzt werden.

Die treibende Kraft für Wärmeleitung und Konvektion ist der Temperaturunterschied an der Grenzschicht zwischen Oberfläche und Atmosphäre. Zusätzlich findet eine Advektion in Form eines horizontalen Energietransfers entlang der Grenze durch Wind- und Wasserströmungen statt. Dieser Transfer ist nur indirekt von dem Temperaturunterschied abhängig, daher kann man annähernd von einem Energietransfer durch fühlbare Wärme ausgehen, dargestellt durch einen temperaturunabhängigen Anteil P_{C0} und einen temperaturabhängigen Teil in der Form:

$$P_C = P_{C0} + h_C A^Z (T_E - T_{AC}) \tag{58}$$

mit h_C als Wärmeübergangskoeffizient, A^Z als Fläche einer Klimazone, T_E als Temperatur der Erdoberfläche und T_{AC} als Lufttemperatur in der Konvektionszone.

Die Energieübertragung von der Oberfläche in die Atmosphäre durch latente Wärme wird direkt von der Temperatur T_E der Oberfläche beeinflusst, da mit steigender Temperatur mehr Wasser verdunstet und mehr Niederschlag zu erwarten ist. Im Allgemeinen stellt die latente Wärme lediglich die Enthalpie-Differenz für die Umwandlung zwischen zwei betrachteten Phasen dar, und gemäß der Kirchhoffschen Gleichung (siehe z. *B.* [6], S. 123) sind Änderungen der latenten Wärme direkt proportional zu Temperaturänderungen mit einem Proportionalitätsfaktor, der durch die Differenz der spezifischen Wärmen in den beiden Phasen gegeben ist. Um geringfügige Abweichungen von dieser allgemeinen Reaktion über einen größeren Temperaturbereich zuzulassen und andererseits nur Änderungen der Latentwärme um einen Referenzpunkt herum auszudrücken, ist dies für unsere Überlegungen hier von besonderem Interesse.
- Wir nehmen für die latente Wärme eine ähnliche Beziehung an wie für die sensible Wärme:

$$P_L = P_{L0} + l_H A^Z (T_E - T_0) \tag{59}$$

mit P_{L0} als festem Beitrag, der den Bezugspunkt definiert, T_0 als Gefriertemperatur und l_H als entsprechendem Wärmekoeffizienten.

Für einen Energiehaushalt, der auf eine bestimmte Klimazone beschränkt ist, muss ein zusätzlicher Austausch zwischen diesen Zonen durch atmosphärische und ozeanische Strömungen berücksichtigt werden. Die Energieübertragungen P_{TA} in der Atmosphäre und P_{TE} entlang der Erdoberfläche zu oder von einer benachbarten Zone werden durch Energieunterschiede und Wärmeflüsse zwischen den Zonen bestimmt. Da sich Änderungen im Energiehaushalt auch rückwirkend auf den Transfer zwischen zwei Zonen auswirken und solche Änderungen sich direkt in den abgestrahlten Leistungen widerspiegeln, kann der Transfer zwischen benachbarten Zonen in Einheiten von $P_{(A)}$ und $P_{(E)}$ ausgedrückt werden. Bei einer Zunahme oder Abnahme des Gleichgewichts in einer Zone ändert sich dann in erster Ordnung auch der Fluss zu oder von einer benachbarten Region wie folgt:

$$P_{TA} = t_A \cdot P_A \quad bzw. \quad P_{TE} = t_E \cdot P_E \tag{60}$$

mit t_A und t_E als Übertragungsfaktoren für die atmosphärische und terrestrische Wärmeübertragung. Sie sind negativ, wenn der Nettofluss aus einer betrachteten Zone nach außen geht, und sie sind positiv, wenn Energie aufgenommen wird.

4.4 Gesamtstrahlung und Energiebilanz

Im thermischen Gleichgewicht muss die absorbierte Sonnenstrahlung durch die Nettoemission der *langwelligen* Strahlung von *EASy* in den Weltraum ausgeglichen werden. Dies entspricht dem Energieerhaltungssatz und der Forderung des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik.

Ein Gleichgewicht für jede Schicht und ergänzend für den Weltraum ergibt ein gekoppeltes Gleichungssystem, das die gegenseitige Abhängigkeit der Leistungsflüsse zwischen den Schichten und dem Weltraum beschreibt.

Für die Atmosphäre summieren wir die in den Gleichungen (39), (52), (55) und (58)-(60) aufgeführten ein- und ausgehenden Flüsse, für die Erde die in (40), (53), (56), (60) und (58)-(59) mit entgegengesetztem Vorzeichen, und für den Weltraum die Strahlungsterme aus (41), (54) und (57), die genau die einfallende Sonnenenergie ausgleichen müssen:

Atmosphäre:

$$P_{S\to A} + P_{A\to A} + P_{E\to A} + P_C + P_L + P_{TA} = 0 \tag{61}$$

Erde:

$$P_{S\to E} + P_{A\to E} + P_{E\to E} - P_C - P_L + P_{TE} = 0 \tag{62}$$

Raum:

$$P_{S\to Sp} + P_{A\to Sp} + P_{E\to Sp} = P_0 \tag{63}$$

Um die gegenseitige Kopplung von P_E und P_A zu identifizieren, können diese Gleichungen in einer ausführlicheren Form wie folgt geschrieben werden:

Atmosphäre:

$$P_{S\to A} - a P_A + A P_E + P_C + P_L = 0 \tag{64}$$

Erde:

$$P_{S\to E} + b P_A - B P_E - P_C - P_L = 0 \tag{65}$$

Raum:

$$P_{S\to Sp} + g P_A + C P_E = P_0 \tag{66}$$

mit den Abkürzungen:

$$a = 1 - r_{LE} f_A - t_A \qquad b = (1 - r_{LE}) f_A \qquad g = 1 - f_A \tag{67}$$

$$A = a_{LW} + \frac{C_C}{1 - C_C r_{LE} r_{LC}} (1 - r_{(LC)}) a_{(LC)} (1 - a_{(LW)}) \tag{68}$$

$$B = 1 - t_E - \frac{C_C r_{LC}}{1 - C_C r_{LE} r_{LC}} (1 - r_{LE})(1 - a_{LW}) \tag{69}$$

$$C = \frac{1}{1 - C_C r_{LE} r_{LC}} [(1 - C_{(C)}) + C_{(C)} (1 - r_{(LC)})(1 - a_{(LC)})] \cdot (1 - a_{LW}) \tag{70}$$

Das obere Gleichungssystem ist überbestimmt, da eine Beziehung, *z. B.* die Bilanz für den Weltraum, bereits implizit eine Folge der beiden anderen Beziehungen ist und nur die Erhaltung der Strahlungsenergie an der *TOA* unmittelbar zum Ausdruck bringt. Für eine weitere Erläuterung eines sich einstellenden Gleichgewichts zwischen den Schichten sind daher nur zwei dieser Gleichungen von Bedeutung. Hier stützen wir uns weiter auf die beiden oberen Gleichungen (64) und (65).

Im Sonderfall bekannter fühlbarer und latenter Wärme lassen sich die verbleibenden Bilanzgleichungen leicht lösen, was zu folgendem Ergebnis führt:

$$P_E = \frac{a P_{S\to E} + b P_{S\to A} - (a-b)(P_C + P_L)}{a B - b A} \tag{71}$$

$$P_A = \frac{1}{a}\left(P_{SA} + P_C + P_L\right) = \frac{a P(S)\,(\to)\,(E) + b P(S)\,(\to)\,(A) - (a-b)(P(C) + P(L))}{a B - b A} \tag{72}$$

Im Allgemeinen sind P_C und P_L jedoch keine festen Größen, sondern werden zumindest bis zu einem gewissen Grad direkt durch den Energiehaushalt zwischen den Schichten und damit durch die jeweiligen Temperaturen T_E und T_A beeinflusst (siehe (58)-(59)).

Wenn man die Erde und die Atmosphäre als Schwarzkörper- oder Graukörperstrahler betrachtet, die bei einer durchschnittlichen Oberflächentemperatur $T_E$die Strahlungsleistung $P_E$und bei einer mittleren atmosphärischen Temperatur $T_A$die Leistung $P_A$abgeben, liefert das Stefan-Boltzmann-Gesetz [5, 6] eine bekannte Beziehung zwischen der abgestrahlten Leistung und der Temperatur. Für die Erdoberfläche als Planck-Strahler ergibt sich:

$$P_E = e_E \cdot s \cdot A^Z \cdot T_E^4 \tag{73}$$

mit der Emissivität e_E der Oberfläche und der Stefan-Boltzmann-Konstante $s = 5{,}67 \cdot 10^{-8}$ W/m(2) /K(4) .

Um die Atmosphäre auch durch eine Durchschnittstemperatur nach Stefan-Boltzmann zu charakterisieren, müssen wir berücksichtigen, dass aufgrund der asymmetrischen Strahlung der Atmosphäre ein Bruchteil f_A nach unten und (1 - f_A) nach oben abgestrahlt wird. Folglich müssen wir zwischen zwei mittleren Temperaturen $T_{(A)\,(\downarrow)\,(l)}$ und $T_{(A)\,(\downarrow)\,(u)}$ unterscheiden, die die untere und die obere Troposphäre charakterisieren und durch die folgenden Beziehungen definiert sind:

$$f_A \cdot P_A = e_A \cdot s \cdot A^{(Z)} \cdot T_{A,l}^{(4)} \tag{74}$$

$$(1 - f_{(A)}) \cdot P_{(A)} = e_{(A)} \cdot s \cdot A^{(Z)} \cdot T_{A,u} \tag{75}$$

(4)

Während (75) für die nachfolgende Diskussion nicht weiter benötigt wird, ist (74) relevant, um jegliches Feedback der Konvektion auf das Gesamtgleichgewicht zu berücksichtigen. Da $T_{A,(l)}$ typischerweise eine Temperatur widerspiegelt, die der Temperatur einer Luftschicht in etwa 800 m Höhe entspricht, die Konvektion jedoch nur in einer Höhe von etwa 200 m dominiert, wird angenommen, dass die Temperaturdifferenz ($T_{(E)} - T_{(AC)}$)in (58) nur ein Viertel der Differenz ($T_{(E)} - T_{(A)\,(\downarrow)(l)}$).Der Einfachheit halber schreiben wir für die Temperatur der unteren Troposphäre nur $T_{(A)}$ .Für die weiteren Überlegungen gilt also
(58) kann ersetzt werden durch

$$P_C = P_{C0} + 1/4\, h_C A^Z (T_E - T_A) \tag{76}$$

Die Beziehungen (73) und (74) stellen dann eine Verbindung zwischen den Bilanzgleichungen (64)-(65) auf der einen Seite und der sensiblen und latenten Wärme ((76) und (59)) auf der anderen Seite dar. Zusammen bilden alle diese Beziehungen ein nichtlineares Gleichungssystem, in dem die Strahlung und die Wärmeflüsse über die Temperaturen T_E und T_A miteinander gekoppelt sind.

Dieses Gleichungssystem kann iterativ gelöst werden. Mit den Anfangsbedingungen $P_{(C)} = P_{(C)\,(0)}$ und $P_{(L)} = P_{(L)\,(0)}$ werden in einem ersten Schritt die Anfangswerte für $P_{(E)}$ und $P_{(A)}$ mittels der Bilanzgleichungen berechnet und mit (73)-(74) die Anfangswerte für die Temperaturen $T_{(E)}$ und $T_{(A)}$ abgeleitet. Gemäß (76) und (59) werden mit diesen Temperaturen zunächst verbesserte Werte für $P_{(C)}$ und $P_{(L)}$ ermittelt, die in einem nächsten Iterationsschritt in (64)-(65) eingesetzt werden, um neue Leistungen und Temperaturen zu ermitteln. Dieser Vorgang wird wiederholt, bis die Berechnungen selbstkonsistent sind.

Um den Einfluss von CO_2 auf die globale Erwärmung zu bewerten und dadurch die CO_2 -Klimasensitivität zu bestimmen, muss diese Art von Berechnung bei verschiedenen CO_2 -Konzentrationen durchgeführt werden, mindestens bei der

tatsächlichen Konzentration als Referenzwert und *beispielsweise* bei doppelter Konzentration. Aufgrund der sich ändernden Absorptionsgrade für *kurze* und *lange Wellenlängen* bei diesen unterschiedlichen Konzentrationen verändern sich auch die Strahlungs- und Energiebilanz und damit die Temperaturen. Da jede Abweichung von der Referenztemperatur eine Kette zusätzlicher Rückkopplungsprozesse auslöst, werden diese Rückkopplungen in einer zweiten Schleife berücksichtigt und die Berechnungen so lange wiederholt, bis auch mit diesen Korrekturen eine Selbstkonsistenz der Temperaturwerte erreicht ist.

5. SIMULATIONEN OHNE SOLARE EINFLÜSSE

Die Absorptionsgrade *für kurze* und *lange Wellenlängen* wurden sowohl für globale Bedingungen als auch für die drei Klimazonen berechnet. Daher konnten auch einzelne Simulationen für jede Klimazone problemlos durchgeführt werden. Der Vergleich mit Strahlungs- und Energiebilanzdaten für diese Zonen ist jedoch recht begrenzt. Daher betrachten wir hier nur Simulationen für das globale System Erde-Atmosphäre. Dennoch sind die separaten spektralen Berechnungen wichtig, um aus diesen Daten die Rückkopplung von Wasserdampf und Temperaturabnahme abzuleiten, wie in Abschnitt 3 beschrieben. In diesem Abschnitt werden nur Simulationen der globalen Erwärmung vorgestellt, die allein durch $CO_{(2)}$verursacht wird. Der zusätzliche Einfluss von Sonnenvariationen wird in Abschnitt 6 diskutiert.

5.1 Anpassung an Satellitenmessungen

Für unsere Simulationen verwenden wir die in **Tabelle 5** aufgeführten Parameterwerte. Die Absorptionsgrade *sw* und *lw* resultieren aus den in Abschnitt 2 dargestellten Berechnungen und gelten für Standard-Atmosphärenbedingungen mit einer mittleren Wasserdampfkonzentration am Boden von *1,46 %*, einer CO_2-Konzentration von *380 ppm* und einer CH_4-Konzentration von
1,8 ppm und eine variierende O_3-Konzentration über der Stratosphäre mit einem Maximum in etwa *38 km* Höhe. Die durchschnittliche Wolkendecke mit C_C= *66 %* wurde aus veröffentlichten Daten des *International Satellite Cloud Climatology Project* (*ISCCP*) [25] übernommen. Die anderen Parameter wie Wolken- und Ozonabsorptionsgrade, Streukoeffizienten bei Wolken und in der Atmosphäre sowie die Reflektivitäten der Erde wurden so angepasst, dass alle Strahlungs- und Wärmeflüsse fast exakt das weithin akzeptierte Strahlungs- und Energiebilanzschema von Tremberth, Fasullo und Kiehl [20] (im Folgenden TFK-Schema, siehe **Abbildung 10)** reproduzieren, das sich im Wesentlichen auf Daten aus Satellitenmessungen im Rahmen des *ERBE*- und CERES-Programms [15–19] stützt. Diese Anpassung führt also quasi zu einer Kalibrierung unseres Modells auf die beobachteten auf- und absteigenden Flüsse unter Standardbedingungen in der Atmosphäre und für konstante Wärmeflüsse zwischen der Oberfläche und der Atmosphäre.

Ein recht wichtiger Parameter für die Reproduktion des TFK-Schemas ist der Asymmetriefaktor f_A, der die Menge der nach unten gerichteten LW-Strahlung im Vergleich zur gesamten von der Atmosphäre abgegebenen Leistung angibt. Er bestimmt daher direkt die LW-Flüsse in Aufwärts- und Abwärtsrichtung und steuert damit die LW-Strahlungsbilanz. Seine Größe hängt stark von der Temperaturabnahme mit der Höhe und der Bodentemperatur ab, aber auch vom Wasserdampfgehalt und dem Diffusionskoeffizienten. Aus unseren Strahlungstransferberechnungen (siehe Abschnitt 3) ergeben sich Schwankungen zwischen *57,6 und 62,6 %* über die Klimazonen hinweg und ein Durchschnittswert von $f_{(A)}$ =
61,0 % ermittelt. Wir erzielen eine gute Übereinstimmung mit den TFK-Daten für f_A = *61,8 %*, daher wird dieser Wert in den weiteren Berechnungen verwendet.

Der Vergleich unserer Simulationen mit dem TFK-Schema (siehe **Tabelle 6**) zeigt dann eine recht gute Übereinstimmung miteinander und bestätigt damit die grundsätzlich korrekte und zuverlässige Funktionsweise des vorgestellten Modells.

Tabelle 5. Parameter für die Anpassung an die TFK-Daten.

Parameter	Symbol	Einheit	Wert
Gesamtsonneneinstrahlung – *TSI* gemittelter Sonnenfluss	E_s $_{IS,av}$	W/m^2 W/m^2	1365,2 341,3
Oberfläche der Erde Projektionsfläche	A_E $_{Apro}$	$10^{12} m^2$ $10^{12} m^2$	510 128
Wolkenbedeckung	C_C	%	66,0
sw Molekülstreckungskoeffizient	$_{rSM}$	%	10,65
sw Wolkenstreuungskoeffizient.	$_{rSC}$	%	22,0
sw Erdreflexionsvermögen	$_{rSE}$	%	17,0
sw Absorptionsvermögen: Ozon	$_{aO3}$	%	8,0
sw Wolkenabsorptionsgrad	$_{aSC}$	%	12,39
sw Absorptionsvermögen: H_2O-CO_2-CH_4	$_{aSW}$	%	14,51
lw Wolkenstreuungskoeffizient	$_{rLC}$	%	19,5
lw Erdreflexionsgrad	$_{rLE}$	%	0,0
lw Wolkenabsorptionsgrad	$_{aLC}$	%	62,2
lw Absorption: H_2O-CO_2-CH_4-O_3	$_{aLW}$	%	82,58
Emissionsgrad der Erde	$e_E = 1 - r_{LE}$	%	100,0
Emissionsgrad der Atmosphäre	e_A	%	87,5
Asymmetriefaktor	f_A	%	61,8
sensibler Wärmefluss	$_{PC}/A_E$	W/m^2	17,0
Latente Wärmeflussrate	$_{PL}/A_E$	W/m^2	80,0

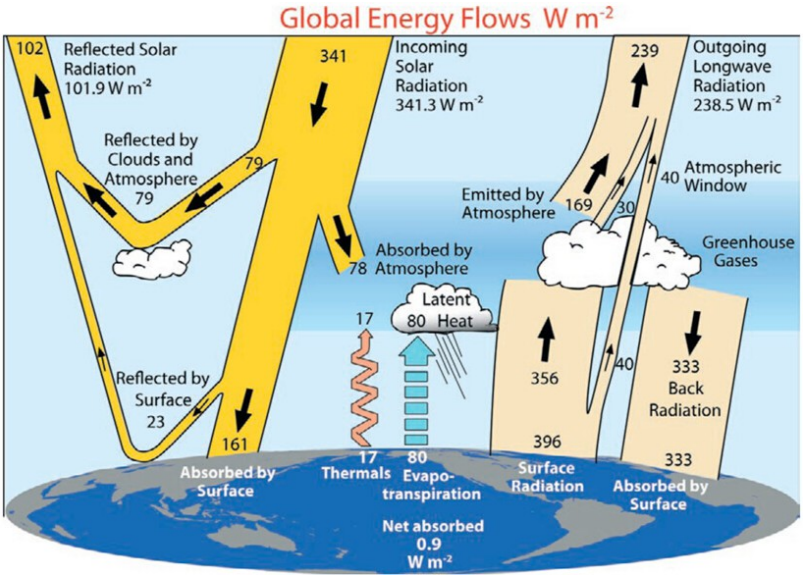


Abbildung 10. Strahlung und Energiebilanz des Systems Erde-Atmosphäre (nach Tremberth, Fasullo und Kiehl [20], mit Genehmigung der Autoren wiedergegeben).

Eine geringere systematische Abweichung ergibt sich jedoch aus der Tatsache, dass die aufsteigenden und absteigenden Flüsse im TFK-Schema nicht vollständig ausgeglichen sind, sondern zu einer Netto-Oberflächenabsorption von $0{,}9\ W/m^2$ beitragen. Daher ist die gesamte ausgehende Strahlung in unseren Daten ^{mit} 239,4 $W/m^{(2)}$ um diesen Betrag größer, und eine ähnliche Diskrepanz mit umgekehrtem Vorzeichen tritt bei der Rückstrahlung mit einer etwas geringeren Rückkopplung auch auf den $f_{(A)}$-Faktor auf.

Es ist auch zu beachten, dass Tremberth *et al.* einen terrestrischen Strahlungsfluss verwenden, der einer globalen Durchschnittstemperatur von $16\ °C$ entspricht, anstatt der allgemein verwendeten $15\ °C$. Diese Diskrepanz kann

Tabelle 6. Berechnete Strahlungsflüsse und Vergleich mit den TFK-Daten.

Fluss (W/m^2)	dieses Modell	TFK-Daten
sw: einfallende Sonnenstrahlung	341,3	341,3
von Molekülen zurückgestreut	11,4	
von Wolken zurückgestreut	67,6	
zusammen zurückgestreut	79,0	79
an der Erdoberfläche reflektiert	22,9	23
Gesamtreflexion der Sonnenstrahlung	101,9	101,9
von O_3absorbiert ,	27,3	
Wolken,	19,1	
Wasserdampf, CO_2 , CH_4	31,6	
Gesamtabsorption Atmosphäre	78,0	78,0
Absorption an der Oberfläche	161,3	161
lw: Oberflächenstrahlung	396,4	396
absorbiert durch Treibhausgase	322,4	
von Wolken absorbiert	24	
von Wolken zurückgestreut	9,5	
Absorption und Streuung der Oberflächenstrahlung	356,3	356
fühlbare Wärme	17,0	17
latente Wärme	80,0	80
Gesamtabsorption in der Atmosphäre	521,8	
ausgehende Strahlung aus der Atmosphäre	199,4	199
direkt von der Oberfläche ausgehende Strahlung	40,0	40
Gesamtstrahlung	239,4	238,5
Rückstrahlung	332,0	333
Nettoemission der Oberfläche	64,4	
Gesamtstrahlung am *TOA*	341,3	340,4

erklärt durch verschiedene Mittelungsverfahren, die zur Ableitung eines globalen Mittelwerts und daraus zur Berechnung der Strahlungsleistung nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz angewendet werden.

Etwas überraschend ist, dass sie eine Reflektivität für die *langwellige* Strahlung an der Oberfläche von $r_{LE} = 0$ und damit eine Emissivität $e_E = 1 - r_{LE} = 1$ annehmen, obwohl in ihrer Arbeit erwähnt wird, dass die Erde kein idealer schwarzer Strahler ist und die Reflektivität in einigen Gebieten mindestens mehrere Prozent beträgt. Um die ansonsten gute Übereinstimmung mit dem TFK-Schema aufrechtzuerhalten, nehmen wir in diesem Rahmen ebenfalls eine Reflektivität der Erde von Null für *langwellige* Strahlung an und verwenden eine Bodentemperatur von *16 °C*.

Da das Ziel unserer weiteren Untersuchungen darin besteht, den Einfluss von CO_2 auf die globale Erwärmung zu bewerten, verwenden wir die in **Tabelle 5** angegebenen Parameter als Referenzwerte, die in gewisser Weise einen Arbeitspunkt für die weiteren Überlegungen definieren, insbesondere bestimmen sie die Referenztemperatur der Erdoberfläche bei einer CO_2 -Konzentration von *380 ppm*. Von Interesse sind nur Abweichungen von diesem Referenzwert, die durch eine sich ändernde $CO_{(2)}$-Konzentration und die verschiedenen Rückkopplungsprozesse verursacht werden, nicht so sehr die absoluten Temperaturwerte.

5.2 Einfluss einiger Modellparameter auf das Gleichgewicht

Um den Einfluss und die Bedeutung der verschiedenen Parameter zuzuordnen, erscheint es sinnvoll, zunächst die Reaktion des globalen Systems auf Veränderungen dieser Parameter zu untersuchen. Dies ist eine Voraussetzung für ein besseres Verständnis und eine bessere Interpretation der komplexen Erwärmungs- und Abkühlungseffekte, die sich teilweise verstärken, aber auch gegenseitig aufheben.

Es besteht kein Zweifel daran, dass die Absorptionsgrade der GH-Gase *für kurze* und *lange Wellenlängen* einen dominierenden Einfluss auf

ein Gleichgewicht zwischen den beiden Schichten. Dies wird im nächsten Unterabschnitt näher erläutert. Aber auch die Bewölkung, die durch den Schlüsselparameter Bewölkungsgrad C_C sowie die Streukoeffizienten und Absorptionsgrade *im SW-* und *LW-Bereich* charakterisiert wird, hat einen erheblichen Einfluss auf dieses Gleichgewicht, und zwar auf etwas zweideutige Weise. Während eine reduzierte Wolkendecke aufgrund der höheren Durchlässigkeit der Atmosphäre für Sonnenstrahlung im Allgemeinen zu einer Erwärmung der Oberfläche führt, erhöht dies gleichzeitig auch die Transparenz für die ausgehende lw-Strahlung von der Oberfläche zum Weltraum und trägt somit zu einer stärkeren Abkühlung bei. Bis zu einem gewissen Grad können sich beide Effekte also gegenseitig ausgleichen, abhängig von den tatsächlichen Wetterbedingungen, der Tageszeit oder in unseren Simulationen abhängig von der Wahl der Streuungs- und Absorptionsparameter.

Die in der Atmosphäre und den Wolken zurückgeworfene Sonnenstrahlung mit *79 W/m²* kann leicht durch einen oder beide Streukoeffizienten *sw* angepasst werden, die zusammen den gesamten Rückstreufluss gemäß (25) bestimmen:

$$((1 - C_C)r_{SM} + C_C r_{SA}) \cdot (1 - \alpha_{O3})P_0 = (r_{SM} + C_C \cdot r_{(SC)}) \cdot (1 - \alpha_{(O)\,(3)}) \cdot P(0) \qquad (25)$$

mit $r_{SA} = r_{SM} + r_{SC}$. Die Reaktion von *EASy* auf Veränderungen der Wolkendecke hängt jedoch zusätzlich von der Gewichtung von r_{SC} im Vergleich zu r_{SM} sowie von der Größe der *langwelligen* Wolkenstreuung $r_{LC\,ab}$.

In unseren Simulationen werden diese Parameter so angepasst, dass einerseits die Flüsse mit den TFK-Daten übereinstimmen und andererseits die Beobachtungen der globalen mittleren Temperaturänderung bei Bewölkung reproduziert werden. Aus den ISCCP-Daten [25] geht hervor, dass eine Verringerung der Bewölkung um *1 %* zu einem Temperaturanstieg von etwa *0,06 bis 0,07 °C* führt. Diese Tendenz wird auch durch Daten von Hartmann [26] bestätigt, wobei bekannt ist, dass solche Beobachtungen durch mehrere andere Effekte überlagert werden, die die Temperaturdaten beeinflussen. Mit den in **Tabelle 5** angegebenen Parametern können wir diese Temperaturreaktion auf die Wolkendecke mit einer globalen Durchschnittstemperatur von *19,8 °C* bei $C_{(C)} = 0$ *%* und *13,0 °C* bei *100 %* Bewölkung gut reproduzieren.

Die Wolkenabsorptionsgrade und Oberflächenreflexionsgrade sind keine besonders sensiblen Parameter hinsichtlich ihrer Auswirkungen auf die Klimasensitivität, aber ihre richtige Wahl gewährleistet die korrekte Anpassung der gesamten atmosphärischen und Oberflächenabsorptionen. In diesem Sinne definieren sie die Referenztemperaturen, bei denen sich die beiden Schichten im Gleichgewicht befinden.

Es ist zu beachten, dass die Absorptionen durch Wolken und Boden *im SW-* und *LW-Bereich* im Allgemeinen das Ergebnis mehrerer Aufwärts- und Abwärtsstreuungsereignisse sind, zumindest solange die Reflexionen an der Oberfläche nicht null sind. Daher können die in **Tabelle 6** aufgeführten Flüsse und Absorptionen nicht einfach durch Multiplikation der einfallenden oder ausgehenden Strahlung mit der jeweiligen Absorptions- oder Reflektionsfähigkeit abgeleitet werden, sondern müssen unter Verwendung einiger der in den Unterabschnitten 4.1 oder 4.2 betrachteten Beziehungen berechnet werden, z. *B.* die sw-Reflexion an der Oberfläche mit *22,9 W/m²* ist nicht nur eine Funktion der Bodenreflektivität mit $r_{SE} = 17$ *%*, sondern wird zusätzlich von mehreren anderen Parametern beeinflusst (siehe auch (41)):

$$I_R = ((1 - C_C) \cdot (1 - r_{SM}) + C_C (1 - r_{SA}) \cdot (1 - a_{SC}))^2 \cdot \frac{r_{SE}(1 - \alpha_{SW}) \cdot (1 - \alpha_{O3})}{1 - r_{SE} C_C r_{SA} + (1 - C_C) r_{SM}} \cdot \frac{(}{4} \qquad (77)$$

Die effektive Reflektivität, bezogen auf den einfallenden Sonnenfluss an *der TOA*, beträgt also nur *22,9/341,3·100 = 6,7 % oder, bezogen auf den Primärfluss (vor der ersten Reflexion an der Oberfläche), 22,9/186,1·100 = 12,3 %.*

Während die Oberflächenemissivität e_E einen direkten Einfluss auf die Langwellenstrahlungsbilanz hat, aber zur Übereinstimmung mit dem TFK-Schema auf Eins gesetzt wurde, wird die atmosphärische Emissivität e_A in unserem Modell nur zur Berechnung der mittleren Temperatur der unteren Troposphäre benötigt, die den temperaturabhängigen Teil der thermischen Konvektion zwischen den Schichten beeinflusst (siehe (76)) und insofern auch eine direkte Rückkopplung auf die Ausgleichsbilanz bewirkt. Im Allgemeinen ist die atmosphärische Emissivität identisch mit der gesamten *Lw*-Absorptionsfähigkeit, wie in (68) angegeben, mit:

$$e_A = A = \alpha_{LW} + \frac{C_C}{1 - C_C r_{LE} r_{LC}} (1 - r_{(LC)}) a_{(LC)} (1 - a_{(LW)}) \qquad (78)$$

und besteht daher aus der Absorption durch Treibhausgase sowie aus der Wolkenabsorption. Da a_{LW} mit der CO_2 -Konzentration variiert, wird auch e_A zu einer Funktion dieser Konzentration, jedoch aufgrund des zweiten Terms in (78) auf einem leicht variierenden Hintergrund. Dies ist insofern von Bedeutung, als eine aus den Bilanzgleichungen mit der Emissivität von (78) berechnete atmosphärische Temperatur eine deutlich geringere Empfindlichkeit gegenüber Konzentrationsschwankungen aufweist als bei der allgemein üblichen Annahme einer konstanten Emissivität. Als direkte Folge davon steigt der sensible Wärmefluss mit der $CO_{(2)}$ -Konzentration und bewirkt eine zusätzliche Abkühlung der Oberfläche, was zu einer negativen Rückkopplung in der EASy-Bilanz führt.

5.3 Direkter Einfluss von $CO_{(2)}$ auf die Oberflächentemperatur

GH-Gase haben einen doppelten Einfluss auf die Energie- und Strahlungsbilanz *der Erde*. Einerseits schwächen sie die Sonnenstrahlung und damit die Menge, die von der Erdoberfläche absorbiert werden kann, andererseits blockieren sie einen Großteil der terrestrischen Strahlung, die direkt ins All zurückgeworfen wird, und behindern so den Energieverlust ins All. In **Tabelle 2** und **Tabelle 3** sind die integralen Absorptionsgrade der gut durchmischten Treibhausgase Wasserdampf, $CO_{(2)}$,$CH_{(4)}$ *und* $O_{(3)}$ zusammengestellt. Sie wurden aus Zeile-für-Zeile-Berechnungen abgeleitet und für verschiedene $CO_{(2)}$ -Konzentrationen von *0-770 ppm* bestimmt. Um den Einfluss von $CO_{(2)}$ auf die globale Erwärmung zu bewerten, verwenden wir diese Absorptionsgrade und berechnen für jedes Paar von *sw*- und lw-Absorptionsgraden unter ansonsten identischen Bedingungen die jeweilige Oberflächen- und Atmosphärentemperatur. Für den Fall eines klaren Himmels ($C_{(C)} = 0$) ist dies in **Abbildung 11**.a dargestellt. Die rote Kurve zeigt die Temperatur der Erde $T_{(E)}$ und die blaue Kurve die Temperatur der unteren Troposphäre $T_{(A)}$ .Der Anstieg von $T_{(E)}$ bei doppelter $CO_{(2)}$ -Konzentration (von *380 auf 760 ppm)* definiert die $CO_{(2)}$ -Klimasensitivität als Maß für die Reaktion von *EASy* auf eine sich ändernde $CO_{(2)}$ -Konzentration. In diesem Fall finden wir bei klarem Himmel und ohne Rückkopplungseffekte eine Klimasensitivität von $C_{(S)} = 1{,}11\ ^{\circ}C$, was überraschend gut mit dem IPCC-Wert von ebenfalls $C_{(S)} = 1{,}1\ ^{\circ}C$ (ohne Rückkopplungsprozesse, aber unter der allgemeinen Annahme einer mittleren Bewölkung) übereinstimmt und auf dem RF-Konzept basiert [2, 3]. Zusätzlich ist ein logarithmisches Diagramm (grüne Kurve) dargestellt, das zeigt, dass aufgrund von Sättigungseffekten und nur einer Absorption am äußeren Rand bei höheren $CO_{(2)}$-Konzentrationen die Oberflächentemperatur gut durch eine logarithmische Funktion approximiert werden kann.

Aus **Abbildung 11**.a geht auch hervor, dass die untere Atmosphäre weniger empfindlich auf CO_2-Veränderungen reagiert. Der entsprechende Temperaturanstieg von $T_{(A)}$ bei doppeltem $CO_{(2)}$,den wir hier als Luftempfindlichkeit bezeichnen können, beträgt nur $A_{(S)} = 0{,}45\ ^{\circ}C$ und ist damit deutlich geringer als die Klimasensitivität. Diese geringere Reaktion lässt sich dadurch erklären, dass mit steigender $CO_{(2)}$ -Konzentration auch die Emissivität der Atmosphäre zunimmt (siehe
(78)) und somit die höhere Absorption in der Atmosphäre bis zu einem gewissen Grad ausgleicht.

Der dominante Einfluss der Wolken auf den gesamten Energiehaushalt ist aus **Abbildung 11**.b ersichtlich. Bei Wiederholung der gleichen Berechnung wie zuvor, jedoch unter Zugrundelegung einer mittleren Bewölkung von *66 %*, sinken nicht nur die Temperaturen erheblich (T_E um $3{,}8\ ^{\circ}C$, T_A um $2{,}8\ ^{\circ}C$), sondern auch die Klima- und Luftempfindlichkeiten deutlich auf $C_S = 0{,}55\ ^{\circ}C$ und $A_S = 0{,}19\ ^{\circ}C$.

Während die sinkenden Temperaturen eine Folge des dominierenden Abschirmungseffekts für die Sonnenstrahlung sind (im realen Klimasystem insbesondere verursacht durch die unteren Wolken), sind die geringeren Empfindlichkeiten eine direkte Folge des zunehmenden Einflusses der Absorption und Rückstreuung der *langwelligen* Wolken, wodurch die Bedeutung der Treibhausgase immer mehr zurückgedrängt wird. Bei einer Wolkendecke von *100 %* würde die Luftempfindlichkeit also vollständig verschwinden und die Klimasensitivität auf *0,2 °C* sinken.

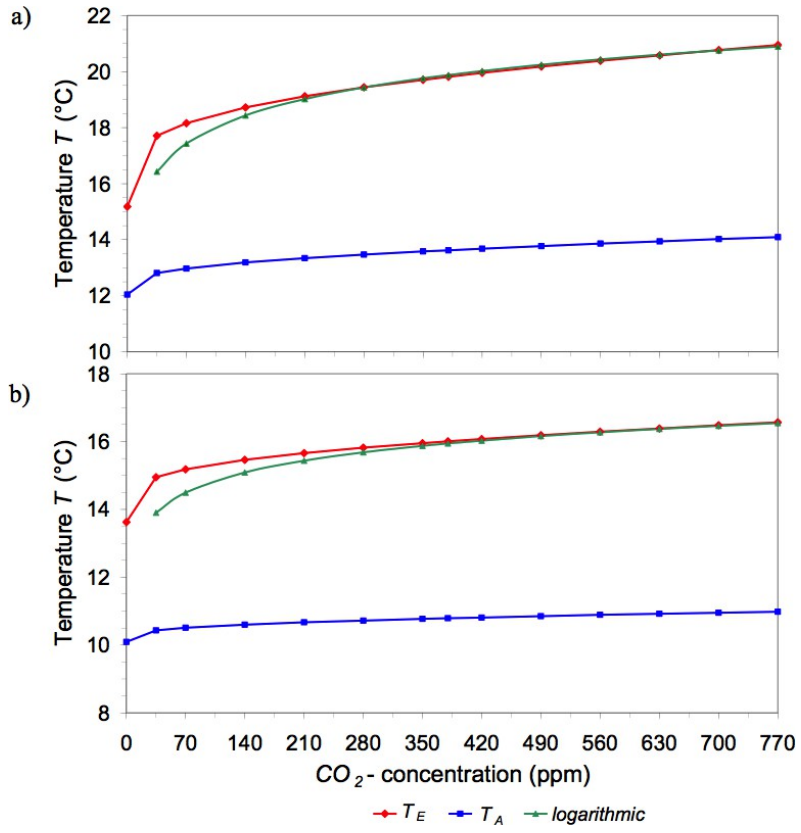


Abbildung 11. Berechnete Erdtemperatur T_E (rot) und Temperatur der unteren Troposphäre T_A (blau) als Funktion der CO_2-Konzentration bei a) klarem Himmel, b) *66 %* Bewölkung. Logarithmische Annäherung – grün.

5.4 Rückkopplungsprozesse

Die meisten Klimaforscher sind sich einig, dass eine zunehmende Absorption durch steigende CO_2-Konzentrationen allein, wie im vorigen Unterabschnitt erläutert, nur mäßig zur globalen Erwärmung beitragen würde. Die größere Sorge ist jedoch, dass bereits geringfügige Störungen, wie sie durch den Treibhauseffekt verursacht werden, weitere Nebenwirkungen auslösen könnten, die die ursprüngliche Störung erheblich verstärken und sogar zu einer vollständigen Destabilisierung der Quasi-Gleichgewichtsbedingungen von *EASy* führen könnten. Diese Nebenwirkungen sind als Rückkopplungsprozesse bekannt, die einerseits eine anfängliche Abweichung verstärken (positive Rückkopplung) oder andererseits diese Abweichung auch abschwächen können (negative Rückkopplung).

5.4.1 Wasserdampf-Rückkopplung

Aufgrund der Clausius-Clapeyron-Gleichung steigt der Wasserdampfgehalt in der Luft mit steigenden Temperaturen rapide an. Daher nimmt auch die Wasserdampfabsorption weiter zu und trägt im Allgemeinen zu einer positiven Rückkopplung im Gesamtbudget bei. In der Literatur wird diese Rückkopplung als der gravierendste Effekt mit dramatischen Verstärkungswerten von 1,5 bis 3 bezeichnet [27].

Unsere eigenen Untersuchungen zeigen jedoch einen weniger dramatischen Einfluss von Wasserdampf. Ein Aspekt ist, dass

Ähnlich wie bei CO_2sind auch die Wasserlinien bereits über größere Spektralbereiche stark gesättigt. Daher können mit steigender Dampfkonzentration nur die äußeren Flügel dieser Linien und schwache Absorptionsbanden zu einer zusätzlichen Absorption beitragen, die mit der Dampfkonzentration in etwa logarithmisch ansteigt.

In diesem Zusammenhang liegt offensichtlich eine physikalische Fehlinterpretation des Absorptionsverhaltens eines Gases vor, siehe *z. B.* Ref. 27. Daraus wird geschlossen, dass nicht die absolute Änderung der Wasserdampfkonzentration, sondern deren prozentuale Änderung die Stärke als Rückkopplungsmechanismus bestimmt; und aus dieser Aussage wird abgeleitet, dass der größte Beitrag zur Rückkopplung in der oberen Troposphäre auftritt. Moleküle können jedoch nur Strahlung absorbieren, die noch auf den Absorptionsfrequenzen verfügbar ist. Da die unteren Atmosphärenschichten mit den stark druckverbreiterten Spektrallinien bereits die ausgehende Strahlung bis zu den äußeren Flügeln filtern und dadurch das logarithmische Absorptionsverhalten bestimmen, bleibt für die schmaleren Linien in der oberen Troposphäre keine weitere Strahlung übrig, nur aus benachbarten Schichten der Atmosphäre selbst. Außerdem ist die Absorptionsstärke im Linienzentrum und damit das Sättigungsverhalten für die Strahlung in der oberen Troposphäre fast gleich wie in der unteren Troposphäre, da mit sinkendem Druck und sinkender Temperatur einerseits die Anzahl der Moleküle abnimmt, aber aufgrund der sich verringernden Linienbreite die Linienstärke zunimmt. Dies ist das Gesetz der Spektralstabilität.

Ein weiterer Aspekt ist, dass immer sowohl die *SW*- als auch die LW-Absorption berücksichtigt werden müssen. Während die ausgehende LW-Strahlung effizienter blockiert wird und somit zu einer positiven Rückkopplung beiträgt, wird die SW-Strahlung ebenfalls stärker in der Atmosphäre absorbiert, erreicht jedoch in geringerem Maße die Oberfläche und sorgt daher für eine negative Netto-Rückkopplung.

Unsere Berechnungen für die *SW*- und LW-Absorptionsgrade in Abschnitt 2 wurden für drei Klimazonen durchgeführt, die sich in ihrer mittleren Luftfeuchtigkeit und Bodentemperatur unterscheiden. **Abbildung 12** zeigt die Absorptionsgrade in diesen Zonen als Funktion der jeweiligen Bodentemperaturen bei *380 ppm* CO_2.

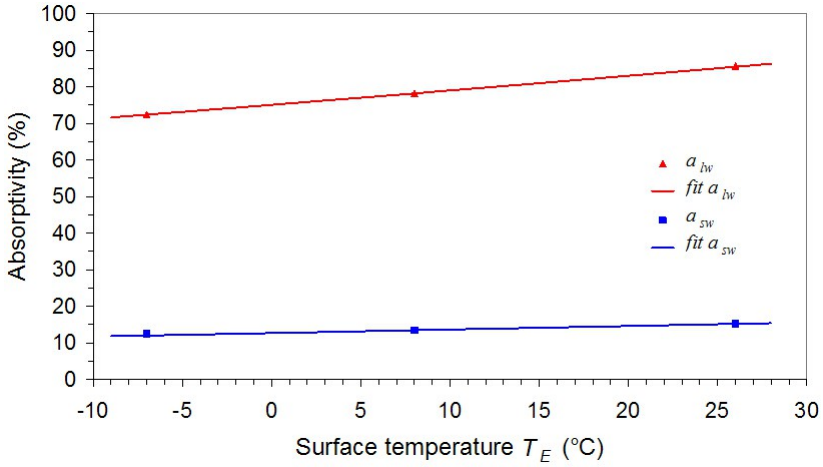


Abbildung 12. Berechnete Absorptionsfähigkeit *im kurzwelligen* (blau) und langwelligen (rot) Bereich für die drei Klimazonen, dargestellt als Funktion der jeweiligen Zonentemperaturen.

Da der Wassergehalt in jeder Klimazone aus tatsächlichen GPS-Messungen [10] abgeleitet wurde und dieser Wassergehalt zur Berechnung der Wasserdampfkonzentration bei dieser Zonentemperatur verwendet wurde, spiegeln die Grafiken in **Abbildung 12** direkt die Temperaturabhängigkeit der Wasserdampfkonzentration von den Absorptionsgraden wider. Der lineare Anstieg ist das Ergebnis eines exponentiellen Anstiegs der Wasserdampfkonzentration mit der Temperatur aufgrund von Clausius-Clapeyron und andererseits eines logarithmischen Anstiegs der Absorptionsfähigkeit

mit der Dampfkonzentration aufgrund von Sättigungseffekten.

Die Absorptionsgrade sw und *lw* lassen sich gut durch Geraden mit den Steigungen

$$d\,\alpha_{SW}\,/dT_E = 0{,}097\ \%/^{\circ}C \tag{79}$$

und

$$d\,\alpha_{LW}\,/dT_E = 0{,}38\ \%/^{\circ}C \tag{80}$$

Mit diesen Parametern kann die Wasserdampf-Rückkopplung durch ein iteratives Verfahren in die weiteren Überlegungen einbezogen werden, wie bereits in Abschnitt 4 skizziert. In einem ersten Schritt wird die Temperaturabweichung von der Referenztemperatur T_R berechnet, die durch eine Abweichung von CO_2 von der Referenzkonzentration (hier 380 ppm) verursacht wird. Dieser T -Offset wird verwendet, um mit den Rückkopplungsparametern die Korrekturen der Absorptionsgrade zu berechnen. Mit den neuen Werten werden erneut korrigierte Temperaturen ermittelt, die neue Absorptionskorrekturen ergeben. Dies wird wiederholt, bis die Temperaturen in sich konsistent sind.

Das Ergebnis dieser Berechnung ist in **Abbildung 13** dargestellt, die den Temperaturanstieg von T_E und T_A mit Wasserdampf-Rückkopplung bei klarem Himmel zeigt. Die jeweilige Klimasensitivität steigt von $C_{(S)} = 1{,}11\ ^{\circ}C$ auf $1{,}66\ ^{\circ}C$ und die Luftsensitivität von $A_{(S)} = 0{,}45$ auf $0{,}71\ ^{\circ}C$, was einen Verstärkungsfaktor aufgrund der Wasserdampfrückkopplung von 1,5 für $C_{(S)}$ und von 1,58 für $A_{(S)}$ ergibt.

Bei einer regelmäßigen Bewölkung von 66 % steigt C_S jedoch nur von $0{,}55\ ^{\circ}C$ auf $0{,}65\ ^{\circ}C$ und A_S von $0{,}19\ ^{\circ}C$ auf $0{,}23\ ^{\circ}C$, was einer Verstärkung von 1,19 bzw. 1,22 entspricht.

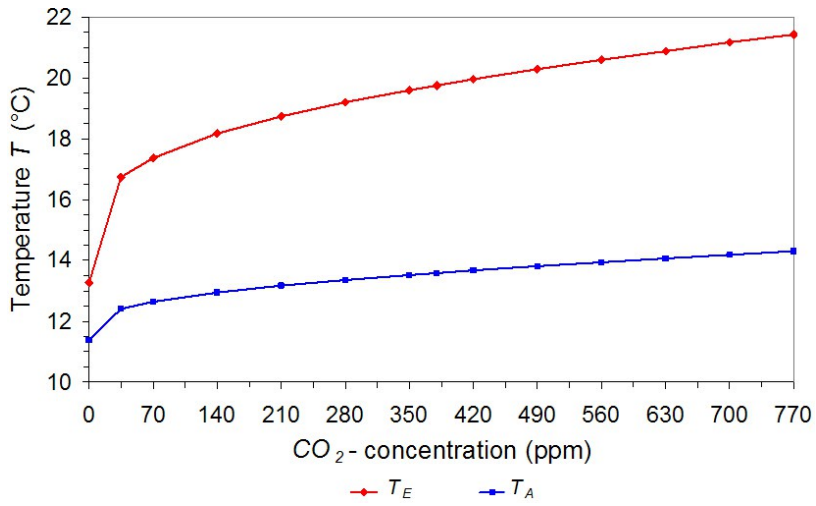


Abbildung 13. Berechnete Oberflächentemperatur T_E (rot) und Temperatur der unteren Troposphäre T_A (blau) als Funktion der CO_2-Konzentration mit Wasserdampf-Rückkopplung bei klarem Himmel.

5.4.2 Rückkopplung der Temperaturabnahme

Unter mittleren globalen Bedingungen beträgt der durchschnittliche Temperaturrückgang mit der Höhe über der Troposphäre $6{,}5\ ^{\circ}C/km$ und wird bis zur Tropopause in etwa $11\ km$ Höhe als konstant angenommen [9]. Als

Wie bereits in Abschnitt 3 dargelegt, hat diese Temperaturabnahme einen direkten Einfluss auf die Leistung, die von der Atmosphäre asymmetrisch nach unten und oben zurückgestrahlt wird. Aus Strahlungstransferberechnungen ergibt sich, dass bei dieser Standard-Temperaturgradiente der nach unten abgestrahlte Anteil $f_{(A)} = 61{,}0\ \%$ und der ins All abgestrahlte Anteil $(1 - f_{(A)}) = 39{,}0\ \%$ beträgt. Wenn sich dieses vertikale Temperaturprofil ändert, hat dies auch einen klimatischen Effekt, der als Temperaturgradienten-Rückkopplung bekannt ist.

Globale Zirkulationsmodelle sagen eine verstärkte Erwärmung in der oberen Troposphäre tropischer Regionen voraus, insbesondere als Reaktion auf eine steigende Wasserdampfkonzentration. Dies würde zu einer negativen Rückkopplung führen. Andererseits wird in mittleren bis hohen Breitengraden eine stärkere Erwärmung in den unteren Schichten als Reaktion auf die positive Strahlungserwärmung erwartet, was zu einer positiven Rückkopplung führt. Da davon ausgegangen wird, dass der Einfluss der Tropen dominiert, wird eine resultierende negative Rückkopplung von $-0{,}8\ Wm^{-2}K^{-1}$ ($\sim -20\ \%$) vorhergesagt [27, 28].

Unabhängig von diesen Effekten betrachten wir einen zusätzlichen, leicht abweichenden Einfluss einer sich verändernden Temperaturabnahme auf das Klima. Es ist bekannt, dass die Höhe der Tropopause von Klimazone zu Klimazone (auch im Laufe der Jahreszeiten) erheblich variiert und insofern in direktem Zusammenhang mit der lokalen Bodentemperatur steht. Während die mittlere Absorption und Rückstrahlung über einen längeren oder kürzeren Weg in der Troposphäre nicht merklich beeinflusst wird, solange die optische Tiefe nahezu konstant ist, wirken sich Änderungen der Temperaturabnahme in diesen Klimazonen mit der Bodentemperatur direkt auf den Asymmetriefaktor $f_{(A)}$ und damit auf die Gesamtbilanz von *EASy* aus.

In der Literatur finden sich recht widersprüchliche Modelle zur Temperaturverteilung in der Troposphäre. So geht ein Modell davon aus, dass aufgrund der Konvektion die Temperaturabnahme über der Troposphäre immer konstant ist und sich mit einer sich ändernden Bodentemperatur die Höhe der Tropopause synchron nach oben oder unten verschiebt. Das andere Extrem besteht darin, eine konstante Höhe, zumindest innerhalb einer Klimazone, anzunehmen und davon auszugehen, dass sich etwaige Schwankungen der Bodentemperatur nur auf die Temperaturabnahme auswirken.

Aus Berechnungen mit einer festen Tropopausenhöhe über alle Zonen und damit einer maximalen Änderung der Temperaturabnahme von $7{,}5\ °C/km$ für die Tropen (Bodentemperatur: $26\ °C$) bis $4{,}5\ °C/km$ für die Polarregion (Temperatur: $-7\ °C$) leiten wir eine Temperaturabhängigkeit des Asymmetriefaktors $df_A/dT_E = b_a = 0{,}145\ \%/\ ^\circ C$ (siehe Unterabschnitt 3.3, **Abbildung 8**). Die Realität liegt offensichtlich irgendwo zwischen diesen Extremen, und es erscheint plausibel, einen etwas kleineren Wert zu verwenden. Zusammen mit der vorhergesagten negativen Rückkopplung, die durch den dominierenden tropischen Einfluss bestimmt wird, schätzen wir eine Temperaturabhängigkeit von:

$$\frac{df_A}{dT_E} = b_a = 0{,}05\ \%/^\circ C \tag{81}$$

Für die jeweiligen Empfindlichkeiten erhalten wir dann $C_S = 1{,}22\ ^\circ C$ und $A_S = 0{,}6\ ^\circ C$, was sich bei normaler Bewölkung auf $C_S = 0{,}62\ ^\circ C$ und $A_S = 0{,}24\ ^\circ C$ reduziert.

Da Wasserdampf einen mehr oder weniger starken Einfluss auf die Temperaturabnahme mit der Höhe hat, werden beide Effekte oft zusammen betrachtet [27]. Für die kombinierte Rückkopplung von Wasserdampf und Temperaturabnahme mit der Höhe erhalten wir dann einen Verstärkungsfaktor von 1,74 bei klarem Himmel und von 1,37 bei Bewölkung.

5.4.3 Rückkopplung durch die Albedo der Erde

Eine weitere Rückkopplung ergibt sich aus der Tatsache, dass mit steigender Bodentemperatur die Reflektivität der Erde beeinflusst wird, verursacht durch die Eisbedeckung in den Polarregionen und Veränderungen der Vegetation. Mit einer sich ändernden Reflektivität wird insbesondere die SW-Strahlungsbilanz derart verändert, dass mit

Reduzierung der Reflektivität mehr Energie von der Erdoberfläche absorbiert wird, was dann zu einer zusätzlichen Erwärmung des Bodens beiträgt.

Dieser Einfluss der Albedo der Erde wird als positive Rückkopplung mit einer Verstärkung zwischen 10 und *15 %* geschätzt [27, 28]. In unseren Simulationen führen wir diese Albedo-Rückkopplung als temperaturabhängige Änderung der Reflektivität der Erde ein mit:

$$\frac{dr_{SE}}{dT_E} = e_f = -0{,}17\ \%/^{\circ}C \tag{82}$$

was bei klarem Himmel zu einer Erhöhung der Klimasensitivität um *15 %* und bei mittlerer Bewölkung um *12 %*.

5.4.4 Konvektionsrückkopplung

Der sensible Wärmefluss bei einer *Referenz-CO_2*-Konzentration von *380 ppm* und einer Temperatur $T_{(R)} = 16\ ^{\circ}C$ (bei klarem Himmel *19,8 °C*) wurde in Übereinstimmung mit dem TFK-Schema auf *17 W/m²*festgelegt, und dieser Fluss wurde in den bisherigen Simulationen als konstant angenommen. Aus (76) wissen wir jedoch, dass die Wärmeübertragung im Allgemeinen aus zwei Beiträgen besteht, einem konstanten Teil $I_{(C)\ (0)} = P_{(C)\ (0)}/A^{(Z)}$ ·der durch temperaturunabhängige Prozesse für den Wärmetransport an der Grenze bestimmt wird, und einem zweiten Teil, der durch die Temperaturdifferenz zwischen der Oberfläche und der Atmosphäre mit

$$I_C = P_C/A^Z = I_{C0} + 1/4\, h_C\,(T_E - T_A) \tag{83}$$

Aufgrund des zweiten Terms in dieser Gleichung lösen alle durch CO_2 verursachten Temperaturänderungen auch eine Rückkopplung auf *EASy* aus, die wir als Konvektionsrückkopplung bezeichnen können.

Aus **Abbildung 11** und **Abbildung 13** lässt sich gut erkennen, dass die Lufttemperatur weniger empfindlich auf Konzentrationsschwankungen reagiert als die Erdtemperatur und dass die Differenz $(T_E - T_A)$ mit steigender CO_2 -Konzentration zunimmt. Daher wächst auch der sensible Wärmefluss mit der Konzentration. Da ein zunehmender Fluss von der Oberfläche zur Atmosphäre zu einer zusätzlichen Abkühlung beiträgt, ist die resultierende Rückkopplung negativ.

Die Größe dieses Rückkopplungseffekts erreicht ihr Maximum, wenn der erste Term auf der rechten Seite von (83) verschwindet und der gesamte Wärmefluss von *17 W/m²* bei *380 ppm* CO_2 durch den zweiten Term bestimmt wird. Bei klarem Himmel und einer Temperaturdifferenz von $(T_{(E)} - T_{(A)}) = 6{,}2\ ^{\circ}C$ kann der Wärmekonvektionskoeffizient einen Maximalwert von $h_{(C)\ (,)\ (max)} = 11$ W/m$^{(2)}$ / $^{\circ}C$ annehmen, während unter normaler Bewölkung mit einer Temperaturdifferenz $(T_{(E)} - T_{(A)})$ $= 5{,}2\ ^{\circ}C$ dieser Maximalwert $h_{C,max} = 13\ W/m^2 / ^{\circ}C$ beträgt. Bei Wahl eines kleineren Konvektionsparameters wird automatisch die Rückkopplung reduziert, aber der erste Term in (83) erhöht, so dass bei der *Referenz-CO_2* -Konzentration immer ein fühlbarer Wärmefluss von *17 W/m²* gewährleistet ist.

Für $h_C = 10\ W/m^2 / ^{\circ}C$ für beide Fälle, unbedeckt und bedeckt, berechnen wir bei klarem Himmel eine Klimasensitivität von $C_S = 0{,}96\ ^{\circ}C$, was einer Dämpfung von 0,86 entspricht, und bei normaler Bewölkung $C_S = 0{,}45\ ^{\circ}C$ mit einem Reduktionsfaktor von 0,82. Die sensible Wärme besteht in diesem Fall aus einem konstanten Beitrag von *4 W/m²* und einem temperaturabhängigen Teil von *13 W/m²* bei $T_E = 16\ ^{\circ}C$.

5.4.5 Verdunstungsrückkopplung

Ähnlich wie die Konvektion tragen auch die Verdunstung von Wasser und die Sublimation von Eis zur Abkühlung der Oberfläche bei. Da eine steigende Temperatur der Erde diese Prozesse weiter verstärkt, führen sie ebenfalls zu einer negativen Rückkopplung, die wir als Verdunstungsrückkopplung bezeichnen. Wie bereits in Abschnitt 4 dargelegt, lässt sich der latente Wärmefluss wie folgt ausdrücken:

$$I_L = P_L / A^Z = I_{L0} + l_H (T_E - T_0) \quad (84)$$

bestehend aus einem temperaturunabhängigen Beitrag I_{L0} und einem zweiten Term, der proportional zur Bodentemperatur oberhalb des Gefrierpunkts $(T_E - T_0)$ ist. Unter normalen Bedingungen verschwindet I_{L0} fast vollständig, und die Rückkopplung, die dann nur noch durch den zweiten Term in (84) bestimmt wird, erreicht ihr Maximum. Da der Gesamtfluss bei der *Referenz-CO_2* -Konzentration von *380 ppm* gemäß dem TFK-Schema auf *80 W/m²* festgehalten wird, kann der Wärmeübergangskoeffizient l_H bei mittlerer Bewölkung einen Maximalwert von 5 *W/m² / °C (80 W/m² /16 °C)* und bei klarem Himmel *4 W/m² / °C (80 W/m² /19,8 °C)* annehmen. Wenn aus irgendeinem Grund die Wärmeübertragung weniger empfindlich auf Temperaturänderungen reagiert (z. *B.* weniger schnell ansteigende Niederschlagsrate oder Sättigungsverdunstung), kann l_H und damit die Rückkopplung weiter reduziert werden. Dann nimmt, in gleicher Weise wie der zweite Term in (84) abnimmt, der erste Term zu.

Ohne Wolken und bei einem Maximalwert *von l_H = 4 W/m² / °C* ergibt sich eine Klimasensitivität von C_S *= 0,72 °C*; bei mittlerer Bewölkung und einem Wert von $l_{H,(max)}$ = 5 *W/m² / °C* reduziert *sie* sich auf C($S_)$ = *0,3 °C,* was einer Abschwächung um den Faktor 0,*56* entspricht. Latente Wärme kann also zu einer signifikanten negativen Rückkopplung beitragen.

In diesem Zusammenhang ist anzumerken, dass Rückkopplungen durch Verdunstung und Konvektion in den vom *IPCC* berücksichtigten Klimamodellen im Allgemeinen nicht erwähnt oder berücksichtigt werden, obwohl sie offensichtlich einen recht starken Einfluss auf die sich anpassenden Temperaturniveaus haben.

5.4.6 Thermisch induzierte Wolkenrückkopplung

Der Vergleich der vorangegangenen Simulationen bei klarem Himmel und bei Bewölkung zeigt bereits den dominierenden Einfluss der Wolkendecke auf das sich selbst regulierende Gleichgewicht zwischen der Erde und den atmosphärischen Schichten. So sinkt die Klimasensitivität im Vergleich zu klarem Himmel auf etwa die Hälfte ihres Wertes, und die Bodentemperatur ändert sich ungefähr von *20* auf *16 °C,* wenn die Wolkendecke von 0 auf *66 %* ansteigt. Diese Temperaturreaktion wurde aus den ISCCP-Beobachtungen der globalen Erwärmung und der mittleren Wolkendeckenvariationen im Zeitraum *1983–2010* übernommen *[*25].

Wenn jedoch aus irgendeinem Grund die treibende Kraft für eine dieser beobachteten Veränderungen nicht die Wolkendecke, sondern die Temperatur ist, die sich wiederum auf die Bewölkung auswirkt, müssen wir einen zusätzlichen Rückkopplungsprozess berücksichtigen, der den Treibhauseffekt weiter verstärkt und sogar die zuvor beobachtete Verringerung der Empfindlichkeit bei Bewölkung überkompensieren könnte.

Es liegt auf der Hand, dass die registrierten Temperaturänderungen nicht ausschließlich auf Wolkenveränderungen zurückzuführen sind oder umgekehrt, sondern auch durch Schwankungen der Sonneneinstrahlung, der Luftfeuchtigkeit oder interne Schwankungen beeinflusst werden können. Darüber hinaus sind insbesondere in den Tropen auch Beobachtungen bekannt, bei denen genau der umgekehrte Trend festgestellt wurde, dass mit steigender Temperatur auch die Wolkendecke zunimmt [29–32], was dann zu einer negativen Rückkopplung beiträgt.

Daher wäre es offensichtlich der ungünstigste Fall, jede Reaktion der Wolkendecke C_C, wie sie aus den ISCCP-Daten abgeleitet wurde, ausschließlich auf die Änderung der Oberflächentemperatur ΔT_E zurückzuführen und diese Änderung nur auf die

CO_2 -GH-Effekt (CO_2 -induzierte Wolkenrückkopplung), dies zumindest bei einer mittleren Wolkendecke von *66 %* und einer mittleren globalen Temperatur von *16 °C*. Da Wolken selbst bei sehr hohen Temperaturen nicht vollständig verschwinden, nehmen wir eine Restbewölkung von $C_{C,min} = 20\ \%$ und eine exponentielle Annäherung an diese Untergrenze an. Um die Wolkendecke auch für negative $\Delta T_{(E)}$ darzustellen, wie dies bei geringeren $CO_{(2)}$ -Konzentrationen als dem Referenzwert von *380 ppm* der Fall ist, verwenden wir aus Gründen der Eindeutigkeit dieselbe funktionale Beziehung. Wir drücken die Wolkendecke also als Funktion der Bodentemperatur aus durch:

$$C_C(T_E) = \begin{cases} C_{C,\min} + (C_{CR} - C_{C,\min}) \cdot e^{-(c)\, f((T)\, E - T_R)/(T)\, R} & \text{oder } T_E \geq T_R \\ C_{CR} + (C_{CR} - C_{C,\min}) \cdot (1 - e f^{c\,(E}(T - T)/T_R) & \text{f oder } T_E < T_R \end{cases} \quad (85)$$

mit $C_{CR} = 66\ \%$ als mittlerer Wolkenbedeckung bei $T_R = 16\ ^\circ C$ und c_f als temperaturinduziertem Wolkenrückkopplungsparameter. Im Prinzip beschreibt (85) lediglich die reziproke Legalität, wie sie zur Ableitung der Bodentemperaturschwankung als Funktion der Wolkendecke verwendet wird. Es ist klar, dass bei zu großen negativen Temperaturabweichungen $C_{(C)}$ größer als 100 % werden würde und dann abgeschnitten werden müsste, aber innerhalb normaler Schwankungen ist dies nicht der Fall.

Um die Wolkenvariationen in Übereinstimmung mit den *ISCCP*-Beobachtungen zu reproduzieren, ist ein Rückkopplungsparameter von $c_f = 5{,}4$ erforderlich, was zu einer Änderung der Wolkendecke von *1 %* bei $\Delta T_E = 0{,}065\ ^\circ C$ führt. Eine Simulation mit diesem Wert bei einer mittleren Wolkendecke $C_{(C)} = 66\ \%$ und unter der Annahme, dass die Wolkenveränderungen nur durch den $CO_{(2)}$ GH-Effekt verursacht werden, ergibt eine Klimasensitivität von $C_{(S)} = 2{,}62\ ^\circ C$, was einer Verstärkung von *4,8* entspricht. Unter der Annahme einer negativen Rückkopplung von $c_{(f)} = -5{,}4$ würde die Klimasensitivität hingegen auf $C_{(S)} = 0{,}21\ ^\circ C$ sinken. Diese Beispiele zeigen bereits, dass für eine zuverlässige Bewertung der Klimasensitivität besonders zuverlässige Daten über die treibende Kraft und das Ausmaß von Veränderungen der Wolkendecke wichtig sind, da sie einen außerordentlich starken Einfluss auf die weiteren Schlussfolgerungen haben (siehe auch Spencer und Braswell [33]).

5.4.7 Gesamtfeedback

Alle Ergebnisse für die individuellen und kollektiven Rückkopplungen auf die Klima- und Luftempfindlichkeit sind in **Tabelle 7** aufgeführt. Die oberen zehn Zeilen zeigen die unter klarem Himmel berechneten Daten, die unteren 14 Zeilen die Ergebnisse unter mittlerer Bewölkung. Ein Vergleich der jeweiligen Zeilen ohne und mit Bewölkung zeigt deutlich den dominanten Einfluss von Wolken, der zu einer signifikanten Verringerung der Empfindlichkeiten führt, solange die thermisch induzierte Wolkenrückkopplung ausgeschlossen ist. Mit Wasserdampf-, Lapse-Rate-, Albedo-, Konvektions- und Verdunstungsrückkopplung verringert sich $C_{(S)}$sogar auf nur noch *0,43 °C*.

Unter der zusätzlichen Annahme einer durch CO_2induzierten Wolkenrückkopplung mit $c_f = 5{,}4$ wird die zuvor beobachtete Abschwächung im Vergleich zum klaren Himmel überkompensiert, und die Klimasensitivität steigt auf $C_S = 1{,}73\ ^\circ C$, was fast *60 %* mehr ist als bei klarem Himmel mit *1,11 °C* (einschließlich der anderen Rückkopplungen – siehe **Tabelle 7**, Zeile 10). Der gleiche Mechanismus, der die Temperatur mit zunehmender Bewölkung senkt, wirkt auch in umgekehrter Richtung, was insgesamt zu einer erhöhten Klimasensitivität führt. Unter diesen Bedingungen könnte die in den letzten 120 Jahren beobachtete Erwärmung um etwa *0,8 °C*, die der *IPCC* fast ausschließlich auf anthropogene Einflüsse zurückführt, tatsächlich bereits zu *3/4* (*0,6 °C)* durch den Anstieg$_{des}$ $CO_{(2)}$-Gehalts um *100 ppm* in diesem Zeitraum erklärt werden, und die erhöhte Temperatur insgesamt dürfte zu einer Verringerung der mittleren Wolkendecke um *11 %* geführt haben.

Aufgrund der oben genannten Annahmen, dass die im Rahmen des ISCCP-Programms beobachteten Wolkenveränderungen ausschließlich thermisch bedingt sind und der entsprechende Temperaturanstieg in diesem Zeitraum ausschließlich durch CO_2verursacht wird , stellt eine Klimasensitivität von $C_S = 1{,}73\ ^\circ C$ offensichtlich eine Obergrenze für diese Größe dar. Ähnliche Schlussfolgerungen gelten

Tabelle 7. Berechnete Klima- und Luftempfindlichkeiten bei unterschiedlichen Rückkopplungsbedingungen.

Wolken C_C (%)	c_f	Wasser Dampf	Temperaturgradient b_a (%/ ℃)	Albedo e_f (%/ ℃)	Konvektion h_C (W/m^2 /℃)	Verdunstung l_H (W/m^2 /℃)	A_S (℃)	C_S (℃)	rel.
0	-	-	-	-	-	-	0,45	1,11	1,00
0	-	auf	-	-	-	-	0,71	1,66	1,50
0	-	-	0,05	-	-	-	0,60	1,22	1,10
0	-	-	-	- 0,17	-	-	0,57	1,28	1,15
0	-	-	-	-	10	-	0,51	0,96	0,86
0	-	-	-	-	-	4	0,60	0,72	0,65
0	-	auf	0,05	-	-	-	0,98	1,93	1,74
0	-	auf	0,05	- 0,17	-	-	1,37	2,51	2,27
0	-	auf	0,05	- 0,17	10	-	1,25	1,96	1,77
0	-	auf	0,05	- 0,17	10	4	1,07	1,11	1,00
66	0	-	-	-	-	-	0,19	0,55	1,00
66	0	auf	-	-	-	-	0,23	0,65	1,19
66	0	-	0,05	-	-	-	0,24	0,62	1,13
66	0	-	-	- 0,17	-	-	0,23	0,61	1,12
66	0	-	-	-	10	-	0,20	0,45	0,82
66	0	-	-	-	-	5	0,24	0,30	0,56
66	+5,4	-	-	-	-	-	1,67	2,62	4,77
66	-5,4	-	-	-	-	-	0,00	0,21	0,37
66	0	auf	0,05	-	-	-	0,34	0,75	1,37
66	0	auf	0,05	- 0,17	-	-	0,42	0,88	1,60
66	0	auf	0,05	- 0,17	10	-	0,39	0,69	1,25
66	0	auf	0,05	- 0,17	10	5	0,32	0,43	0,79
66	+5,4	auf	0,05	- 0,17	10	5	2,09	1,73	3,14
66	-5,4	auf	0,05	- 0,17	10	5	0,10	0,19	0,34

für die Reaktion von *EASy* bei einer Bodentemperaturänderung von *6,8 °C* bei einer *100-prozentigen* Änderung der Bewölkung. In gewisser Weise wird dies sogar durch paläoklimatische Untersuchungen bestätigt [34], die darauf hindeuten, dass sich *EASy* offensichtlich bei Temperaturschwankungen von etwa 6 *bis 7 ℃* stabilisiert, und dies sogar unter dem Einfluss noch viel stärkerer Sonnenveränderungen sowie unter 10-mal höheren *CO(2)*-Konzentrationen, wie sie vor *500 Millionen* Jahren vorlagen.

Wenn die Erwärmung in den 80er und 90er Jahren zusätzlich durch andere thermische Prozesse überlagert worden sein könnte, *z. B*. durch eine erhöhte Sonnenaktivität, die Pazifische Dekadenoszillation (*PDO*), den Southern Oscillation Index (*SOI*) oder andere Treibhausgase, verringert sich der jeweilige durch$_{CO_2}$verursachte Beitrag zu den Wolkenveränderungen weiter und damit auch die Klimasensitivität.

Insgesamt sehen wir, dass die dominierenden positiven Rückkopplungen, die von Wolken, Wasserdampf, Temperaturabnahme und Albedo ausgehen, teilweise durch Verdunstung und Konvektion ausgeglichen werden. Insbesondere Wolken haben zwei stärkere ambivalente Auswirkungen auf die Energiebilanz, die sich bis zu einem gewissen Grad gegenseitig neutralisieren. Welche davon unter besonderen Bedingungen dominieren kann, ist jedoch noch weitgehend unbekannt [27, 28].

Bis heute ist nicht einmal klar, ob die ISCCP-Beobachtungen wirklich nur eine Folge der gestiegenen Temperatur sind oder zumindest bis zu einem gewissen Grad durch eine nicht-thermische Sonnenaktivität während des Beobachtungszeitraums stimuliert wurden [35–41]. Im letzteren Fall müsste die starke thermische Wolkenrückkopplung aufgehoben werden, mit dem Effekt, dass die Klimasensitivität unter sonst gleichen Bedingungen auf weniger als *0,5 °C* sinken würde.

Ein wichtiges Kriterium für jede ernsthafte Validierung, welcher Mechanismus tatsächlich die Veränderungen der Wolkendecke steuert, lässt sich aus Modellsimulationen ableiten, die zusätzlich alle Schwankungen der Sonnenaktivität berücksichtigen und diese Simulationen direkt mit der beobachteten globalen Erwärmung im letzten Jahrhundert vergleichen. Solche Untersuchungen wurden von Ziskin und Shaviv [42] (siehe auch [41], S. 95) durchgeführt, wobei ein Energiebilanzmodell mit einem diffusiven Tiefsee-Ozean verwendet und zusätzlich eine nicht-thermische

. Sie zeigen, dass eine solche sonneninduzierte Komponente offensichtlich notwendig ist, um die globale Erwärmung des *20*. Jahrhunderts zu reproduzieren, und dass der gesamte Beitrag der Sonne viel größer ist, als allein aufgrund der Schwankungen der gesamten Sonneneinstrahlung (*TSI*) zu erwarten wäre. Insgesamt führen sie *40 %* der globalen Erwärmung auf den Einfluss der Sonne und *60 %* auf anthropogene Aktivitäten zurück.

Um das Vorhandensein und das Ausmaß eines Solareffekts im Gesamtenergiehaushalt zu überprüfen, haben wir ganz ähnliche Analysen durchgeführt, die ebenfalls Sonnenvariationen berücksichtigen und sich an der beobachteten Erwärmung im letzten Jahrhundert orientieren, jedoch auf unserem Zweischichtenmodell basieren, das alle diskutierten Rückkopplungsprozesse einbezieht und insbesondere die ISCCP-Beobachtungen zu Veränderungen der Wolkendecke reproduziert. Natürlich hängen alle aus einem solchen Vergleich abgeleiteten Schlussfolgerungen stark von der Zuverlässigkeit der gemessenen Wolkendecke, der Sonnenaktivität und den Temperaturänderungen in diesem Zeitraum ab.

6. SIMULATIONEN UND ERGEBNISSE MIT SOLAREM EINFLUSS

Genauso wie die GH-Gase einen Einfluss auf die Strahlungs- und Energiebilanz von *EASy* haben, gilt dies auch für eine schwankende Sonnenaktivität. Beides sind externe Störungen, die ein Ungleichgewicht verursachen, auf das *EASy* mit einer neuen Verteilung der jeweiligen Temperaturen an der Oberfläche und in der Atmosphäre reagieren muss.

Eine solche Reaktion auf eine schwankende Sonnenaktivität lässt sich mit dem vorgestellten zweischichtigen Klimamodell leicht simulieren, indem die Sonnenkonstante (*Total Solar Irradiance – TSI*) in unserer Parameterliste in **Tabelle 5** geändert wird. So trägt eine Simulation mit einer um *0,1 %* höheren *TSI* zu einem Anstieg der Oberflächentemperatur um *0,09 °C* bei. In Analogie zur $CO_{(2)}$-Klimasensitivität können wir dies als Sonnensensitivität $S_{(S)}$bezeichnen.Typischerweise werden über einen Schwabe-Zyklus (*11 Jahre)* Schwankungen der Sonnenkonstante von 0*,1 bis 0,12 %* beobachtet, was einer Gleichgewichtstemperaturänderung von etwa *0,1 °C* entspricht.

6.1 Sonneninduzierte Wolkenrückkopplung

Da die Wolkenmenge im Laufe des Sonnenzyklus variiert, gibt es starke Hinweise darauf, dass die Schwankungen der Sonnenaktivität auch die Wolkendecke beeinflussen. Aktuelle Veröffentlichungen von Svensmark [36–39] weisen darauf hin, dass mit zunehmender Sonnenaktivität und damit zunehmendem Sonnenmagnetfeld der kosmische Fluss, der auf die Atmosphäre trifft, reduziert wird und eine direkte Rückkopplung auf die Wolkendecke bewirkt. Es ist daher zu erwarten, dass die Entstehungsrate von Aerosolen als Kondensationskeime für die Bildung von Wassertropfen in der unteren Atmosphäre direkt vom kosmischen Strahlungsfluss beeinflusst wird (siehe auch CLOUD-Experiment, [40]), der damit auch die Wolkendecke steuert.

Ein weiterer vorgeschlagener Mechanismus ist eine Überempfindlichkeit des Klimasystems gegenüber ultravioletter (*UV*) Strahlung, die im Laufe eines Sonnenzyklus typischerweise *um das Zehnfache* stärker schwankt als die *TSI* [43–45]. Eine erhöhte UV-Strahlung aktiviert also die Ozonproduktion in der Stratosphäre und den Wärmeaustausch, was über atmosphärische Wellen weitere Schwankungen der Meeresoberflächentemperatur und/oder der troposphärischen Zirkulation hervorrufen und auf diese Weise auch die Wolkendecke modulieren kann [46].

Offensichtlich spielen beide Mechanismen eine Rolle, abhängig von den klimatischen Bedingungen und der Höhe [47], aber aufgrund ihrer engen Wechselbeziehung lassen sie sich nur schwer voneinander unterscheiden und werden hier als ein einziger Effekt betrachtet.

Eine reduzierte Wolkenbildung bei erhöhter Sonnenaktivität verstärkt dann den anfänglichen *TSI*-induzierten Temperaturanstieg

und kann in das Zweischichtenmodell als Rückkopplungsterm (genauer gesagt als Verstärkungsterm) aufgenommen werden, ähnlich wie die vorherige Wolkenrückkopplung, nun jedoch abhängig von Änderungen der Sonnenkonstante, unter der Annahme, dass Schwankungen in E_S reziproke Änderungen in der Wolkendecke auslösen mit:

$$C_C(E_S) = \begin{cases} C_{C,\min} + (C_{CR} - C_{C,\min}) \cdot e^{-(s_f (E_S - E_{SR})/E_{SR})} & f\text{oder } E_S \geq E_{SR} \\ C_{CR} + (C_{CR} - C_{C,\min}) \cdot (1 - e^{s_f (E_S - E_{SR})/E_{SR}}) & f\text{oder } E_S < E_{SR} \end{cases} \quad (86)$$

E_{SR} ist die mittlere Sonnenkonstante als Referenz und s_f der durch die Sonne induzierte Wolkenrückkopplungsparameter.

Angenommen, die Wolkendeckungsänderung im Zeitraum *1983–2000* von *- 4 %* wird ausschließlich durch einen beobachteten Anstieg der *TSI* von $d E_S = 0{,}1\ \%$ [35] bestimmt, ergibt sich daraus ein Rückkopplungsparameter $s_f = 90$.

Mit dieser zusätzlichen sonneninduzierten Wolkenrückkopplung steigt die Sonnenempfindlichkeit auf $S_S = 0{,}38\ ^\circ C$. Wie jedoch jede Erwärmung weitere Rückkopplungsprozesse verursacht, wie in Unterabschnitt 5.4 erläutert, verstärken oder dämpfen diese auch solche sonneninduzierten Temperaturänderungen weiter, mit einer Ausnahme: Die temperaturinduzierte Wolkenrückkopplung wird nun durch den sonneninduzierten Wolkeneffekt ersetzt.

Die Berechnungen unter Einbeziehung aller anderen Rückkopplungen sind in **Tabelle 8** aufgeführt. Sie zeigen sogar eine leicht abnehmende Empfindlichkeit von $S_S = 0{,}32\ ^\circ C$ (siehe Zeile 3), was auf den Einfluss von Konvektion und Verdunstung zurückzuführen ist.

Tabelle 8. Berechnete Sonnenempfindlichkeit bei verschiedenen Rückkopplungsbedingungen.

C_C 66 % bei c_f	s_f	Wasser Dampf	Temperaturgradient b_a (%/ °C)	Albedo e_f (%/ °C)	Konvektion h_C (W/m^2 /°C)	Verdunstung l_H (W/m^2 /°C)	S_S (ΔE_S =0,1 %) (°C)	rel.
-	0	-	-	-	-	-	0,09	1,00
-	90	-	-	-	-	-	0,38	4,35
-	90	auf	0,05	-0,17	10	5	0,32	3,65
5,4	-	auf	0,05	-0,17	10	5	0,44	5,01

Wenn die sonneninduzierte Wolkenrückkopplung der einzige Prozess ist, der die Wolkendecke steuert, muss auch für die CO_2-Klimasensitivität die temperaturinduzierte Wolkenrückkopplung aufgehoben werden und C_S reduziert sich auf *0,43 °C* (siehe **Tabelle 7**, Zeile 22).

Eine Analyse von Shapiro *et al*. [48] zu Proxies der langfristigen Sonnenaktivität im letzten Jahrhundert zeigt einen Anstieg der *TSI* um etwa $\Delta E_S = 0{,}2$ %. Ein solcher Anstieg stimmt gut mit den beobachteten dekadischen Sonnenfleckenzahlen in diesem Zeitraum überein (siehe z. *B*. Hoyt und Schatten [49]) und wird durch eine neue, anpassungsfreie physikalische Rekonstruktion der Sonnenaktivitäten (Usoskin *et. al. [*50]), die auf ein modernes Grand Maximum (während der Sonnenzyklen 19–23, d. *h*. 1950–2009) hinweist, das sowohl hinsichtlich seiner Stärke als auch seiner Dauer als seltenes oder sogar einzigartiges Ereignis in den letzten drei Jahrtausenden angesehen wird.

Bei einer Sonnenempfindlichkeit von $S_S = 0{,}32\ ^\circ C$ und einem Anstieg von $\Delta E_S = 0{,}2\ \%$ ergibt sich bereits ein Temperaturanstieg von *0,64 ° C,* während CO_2 mit einem Anstieg von *100 ppm* in diesem Zeitraum (und unter Anwendung der entsprechenden Klimasensitivität von $C_S = 0{,}43\ ^\circ C$) nur zusätzliche *0,1 °C* liefert. Zusammen erklären beide Beiträge bereits sehr gut den gemessenen Temperaturanstieg von *0,74 °C* in den letzten 120 Jahren [51]. Zusätzliche Beiträge, die möglicherweise durch *PDO* oder *SOI* stimuliert wurden, wurden vernachlässigt. Unter diesen Bedingungen wäre der Einfluss der Sonne auf die globale Erwärmung sogar sechsmal größer als der Treibhauseffekt.

Tatsächlich berichten auch Zhao und Feng [52], die die Periodizitäten der Sonnenaktivität und der Temperaturschwankungen der Erde auf einer Zeitskala von Jahrhunderten unter Verwendung von Wavelet- und Kreuzkorrelationsanalysetechniken untersucht haben, von einer recht starken Korrelation zwischen Sonnenaktivitäten und den Temperaturänderungen der Erde.

analysetechniken untersucht haben. Daraus schließen sie, dass die Sonnenaktivität in den letzten 100 Jahren eine deutliche Zunahme verzeichnet, die sehr gut mit der globalen Erwärmung der Erde (einschließlich Land und Ozeane) übereinstimmt.

Wenn die Sonnenanomalie (im Vergleich zum letzten Jahrhundert) überschätzt worden sein sollte und nur $\Delta E_S = 0{,}1\ \%$, der Anteil der Sonnenenergie ist immer noch der dominierende Faktor. In diesem Fall könnte die globale Erwärmungsbilanz weiter ausgeglichen werden, *z. B.* durch Verringerung der negativen Rückkopplungen durch Verdunstung und Konvektion auf $l_H = h_C = 0{,}8\ W/m^2/^\circ C$. Dann würde die Sonne immer noch $0{,}51\ ^\circ C$ und CO_2 $0{,}23\ ^\circ C$ zur globalen Erwärmung beitragen.

Es ist zu beachten, dass, solange der Einfluss der Sonne als verantwortlicher Mechanismus für die Veränderung der Wolkendecke im Zeitraum *1983–2000* angesehen wird und diese Veränderung nicht angezweifelt wird, ein geringerer angenommener Anstieg der *TSI* in diesem Zeitraum (im Folgenden als $d E_S$ bezeichnet) und damit eine Abweichung von Ref. 35 den Parameter $s_{(f)}$ weiter nach oben und erhöht die solare Rückkopplung.

Wir diskutieren keinen zusätzlichen Einfluss von Aerosolen in diesem Zeitraum, da zuverlässige Zahlen zu diesem Effekt weitgehend unbekannt sind. Aerosole sind in unserem Modell bereits implizit über die Rückstreuung der Atmosphäre und der Wolken berücksichtigt, sodass jeglicher Einfluss von Aerosolen leicht durch Variation der Rückstreuungsparameter und gegebenenfalls auch der Wolkenabsorption modelliert werden könnte.

6.2 Thermisch induzierte Wolkenrückkopplung

Wenn jegliche nicht-thermisch durch die Sonne verursachte Wolkenrückkopplung ausgeschlossen wird und nur thermisch verursachte Wolkenvariationen berücksichtigt werden, muss diese Rückkopplung auch auf die direkte, durch die Sonne verursachte Erwärmung angewendet werden. Wir konzentrieren uns weiterhin nur auf $CO_{(2)}$-und sonneninduzierte Beiträge, während andere Effekte vernachlässigt werden. Für das Klima und die Sonnenempfindlichkeit ergibt sich daraus eher eine Obergrenze. Ihre individuellen Beiträge und damit ihre relative Gewichtung lassen sich ableiten, indem man den nicht verstärkten $CO_{(2)}$-Anteil mit dem jeweiligen Sonnenanteil vergleicht. Bei einem Anstieg von *100 ppm* $CO_{(2)}$ergibt dies *0,19 °C* und bei einer solaren Anomalie von $\Delta E_{(S)} = 0{,}2\ \%$ dann 0,*18 °C*. Daher betragen die relativen Beiträge 0,52 und 0,48. Allerdings wirken sich unterschiedliche Rückkopplungen leicht unterschiedlich auf beide Beiträge aus, sodass es angemessener ist, die verstärkten Anteile zu vergleichen.

Mit einem Rückkopplungsparameter $c_f = 5{,}4$, der somit mit den beobachteten Wolkenvariationen übereinstimmt, steigt die Sonnenempfindlichkeit sogar auf $S_S = 0{,}44\ ^\circ C$ (siehe **Tabelle 8**), und mit einer TSI-Anomalie von $\Delta E_S = 0{,}2\ \%$ würde dies bereits zu einem durch die Sonneneinstrahlung verursachten Temperaturanstieg von *0,72 °C* führen (leicht nichtlinearer Anstieg mit ΔE_S). In diesem Fall liefert CO_2 einen zusätzlichen Beitrag von *0,6 °C* (entsprechend einer Klimasensitivität von $C_S = 1{,}73\ °C$). Zusammen ergibt dies fast das Doppelte des in den letzten 120 Jahren beobachteten Temperaturanstiegs. Selbst bei einer reduzierten Anomalie von nur $\Delta E_{(S)} = 0{,}1\ \%$ wäre die berechnete Erwärmung mit *1,04 °C* immer noch zu hoch und könnte nur durch eine deutliche Verringerung anderer Rückkopplungsparameter weiter gesenkt werden.

Da wir wissen, dass die beobachtete Erwärmung keinen Gleichgewichtszustand darstellt – anders als unsere Berechnungen – und durch andere Effekte wie *PDO* und *SOI* [33, 42] überlagert werden kann, die die Diskrepanz sogar noch vergrößern könnten, ist es ziemlich offensichtlich, dass eine so große thermische Wolkenrückkopplung unrealistisch hoch ist. Mit einer reduzierten Rückkopplung könnte das Temperaturgleichgewicht wieder hergestellt werden, z. *B.* mit $c_{(f)} = 4{,}0$ und maximalen Rückkopplungsparametern für Konvektion und Verdunstung oder mit moderateren Werten für $c_{(f)} = 3{,}5$ und $h_{(C)} = l_{(H)} = 4\ W/m^{(2)}/^\circ C$. In beiden Fällen würde $CO_{(2)}$ $0{,}33\ ^\circ C$ und die Sonne (ohne sonneninduzierte Rückkopplung der Wolkendecke) *0,41 °C* beitragen. Eine solche reduzierte thermische Rückkopplung stimmt jedoch nicht mehr mit den beobachteten Wolkenveränderungen überein. Folglich kann die vom *ISCCP* gemessene Veränderung der Wolkendecke nicht ausschließlich durch die globale Erwärmung erklärt werden, sondern zumindest ein Teil davon muss auch

auf die durch die Sonneneinstrahlung verursachten Veränderungen der Wolkendecke zurückgeführt.

6.3 Kombinierte thermisch und solar bedingte Rückkopplung

Aus der vorangegangenen Diskussion geht hervor, dass jede zuverlässige Spezifizierung des Klimas und der Sonnenempfindlichkeit ein tieferes Verständnis der Mechanismen und Beiträge erfordert, die die Wolkendecke steuern, und dies in Kombination mit weiteren verifizierten Proxies der Sonnenaktivität. Es besteht also nach wie vor eine gewisse Kontroverse darüber, ob die von Shapiro *et al.* [48] abgeleitete Sonnenanomalie überschätzt ist oder nicht (siehe auch Wenzler *et al*. [53]). Solange keine zuverlässigeren Daten verfügbar sind, unterscheiden wir zwischen zwei Szenarien für $\Delta E_{(S)} = 0{,}2$ % und *0,1 %* im letzten Jahrhundert.

Um eine Übereinstimmung unserer Anpassungen mit der beobachteten globalen Erwärmung und auch mit der gemessenen Variation der Wolkendecke zu erreichen, wenden wir als weitere Erweiterung unseres Modells eine Kombination aus thermisch und solar induzierten Wolkenrückkopplungen an, wobei die Gewichtung dieser Mechanismen so festgelegt wird, dass beide Einschränkungen erfüllt werden. Dies kann mit variierenden Rückkopplungsparametern erfolgen, die dann die Gewichtung eines Mechanismus im Verhältnis zu ihren Maximalwerten bestimmen, oder mit festen (maximalen) Parametern, wobei die beiden Rückkopplungsprozesse dann direkt in Übereinstimmung mit den Einschränkungen gewichtet werden. Beide Verfahren liefern ähnliche Ergebnisse, aber das zweite erscheint einfacher und wurde in unseren Simulationen bevorzugt.

Die wichtigsten Ergebnisse zusammen mit den jeweiligen Parametern für diese Berechnungen sind in **Tabelle 9** zusammengefasst. Wasserdampf-, Lapse-Rate- und Albedo-Rückkopplungen sind enthalten, aber nicht zusätzlich aufgeführt.

Tabelle 9. Berechnete Sonnen- und Klimasensitivität bei kombinierter thermisch und solar induzierter Wolkenrückkopplung.

Gewichtung (%) therm.	solar	ΔE_S (%)	dE_S (%)	c_f	s_f	Konvektion h_C ($W/m^2/°C$)	Verdunstung. l_H ($W/m^2/°C$)	S_S (°C)	C_S (°C)
0	100	0,2	0,1	0	90	10	5	0,32	0,43
51	49	0,1	0,1	5,4	90	10	5	0,36	1,09
32	68	0,1	0,1	5,4	90	4	4	0,40	0,95
9	91	0,1	0,05	5,4	180	4	4	0,54	0,56

Wie bereits oben dargelegt, lässt sich für den Fall von $\Delta E_S = 0{,}2$ % bereits eine hervorragende Übereinstimmung feststellen, wenn man nur die durch die Sonneneinstrahlung verursachte Rückkopplung der Wolkendecke berücksichtigt. Bei einem Konvektionskoeffizienten $h_C = 10\ W/m^2/°C$ und einem Verdunstungsparameter von $l_H = 5\ W/m^2/°C$ beträgt der Beitrag der Sonneneinstrahlung *0,64* °C und der Beitrag von CO_2 nur *0,1* °C, was eine Sonnenempfindlichkeit von $S_S = 0{,}32$ °C und eine Klimasensitivität von $C_S = 0{,}43$ °C ergibt.

Wenn wir eine TSI-Anomalie über das letzte Jahrhundert von nur $\Delta E_S = 0{,}1$ % bei ansonsten gleichen Bedingungen annehmen, erhalten wir nur dann Übereinstimmung mit der beobachteten globalen Erwärmung und den Veränderungen der Wolkendecke, wenn das Verhältnis von thermischer zu solarer Strahlung *51/49 %* beträgt ($c_f = 5{,}4$, $s_{(f)} = 90$), was einen $CO_{(2)}$-Beitrag von *0,38* °C zur globalen Erwärmung ergibt. Mit moderateren Parametern $h_{(C)} = l_{(H)} = 4\ W/m^{(2)}/°C$ erhalten wir ein Verhältnis von *32/68 %* mit einem $CO_{(2)}$-Beitrag von *0,34 °C* und einen solaren Anteil von *0,40 °C*, was zu einer solaren Empfindlichkeit von *0,40 °C* und einer Klimasensitivität von *0,95 °C*.

Diese Beispiele für stärkere oder moderatere Rückkopplungen durch Konvektion und Verdunstung zeigen, dass dies keinen größeren Einfluss auf das Endergebnis hat. Um die globale Erwärmung anzupassen, werden geringere Rückkopplungen für sensible und latente Wärme lediglich durch eine unterschiedliche Gewichtung der thermischen und solaren Wolkenbedeckungsrückkopplung mit relativ geringen Änderungen der jeweiligen Sonnen- oder CO_2-Beiträge (etwa *10 %*) ausgeglichen. Das bedeutet, dass selbst wenn $h_{(C)}$ und $l_{(H)}$ nicht genau bekannt sind, dies die Gesamtzuverlässigkeit eines solchen Anpassungsverfahrens nicht allzu sehr beeinträchtigt.

Wenn man jedoch eine reduzierte TSI-Anomalie von $\Delta E_S = 0{,}1\ \%$ über das letzte Jahrhundert annimmt, scheint es folgerichtig, dass auch eine geringere Sonnenvariation $d\,E_S$ über den Zeitraum *1983–2000* vorliegt. Wie bereits erwähnt, ergibt sich daraus ein größerer Rückkopplungsparameter $s_{(f)}$, der bei einer Zunahme von nur $d\,E_{(S)} = 0{,}05\ \%$ über diesen Zeitraum auf $s_{(f)} = 180$ ansteigt, um die beobachtete Wolkenvariation weiter zu erklären. Eine Anpassung unter diesen Bedingungen und mit $h_{(C)} = l_{(H)} = 4\ W/m^{2}\ /\ ^{\circ}C$ ergibt eine Gewichtung für die thermische gegenüber der solaren Wolkenrückkopplung von *9/91 %* mit einem Sonnenanteil von *0,54 °C* und einem durch $CO_{(2)}$ verursachten Beitrag von *0,2 °C*. Der erste Teil spiegelt lediglich die Sonnenempfindlichkeit wider, während wir für die Gleichgewichtsklimasensitivität $C_{(S)} = 0{,}56\ ^{\circ}C$ berechnen, was unter den oben genannten Annahmen einer relativ geringen Sonnenanomalie eher eine Obergrenze für diese Größe darstellt. Die jeweilige Darstellung der Temperaturen $T_{(E)}$ und $T_{(A)}$ als Funktion der $CO_{(2)}$-Konzentration ist in **Abbildung 14** dargestellt. In diesem Fall verlaufen beide Kurven fast parallel zueinander, sodass die Konvektion nur zu einer geringen (und unter diesen Bedingungen sogar leicht positiven) Rückkopplung beiträgt.

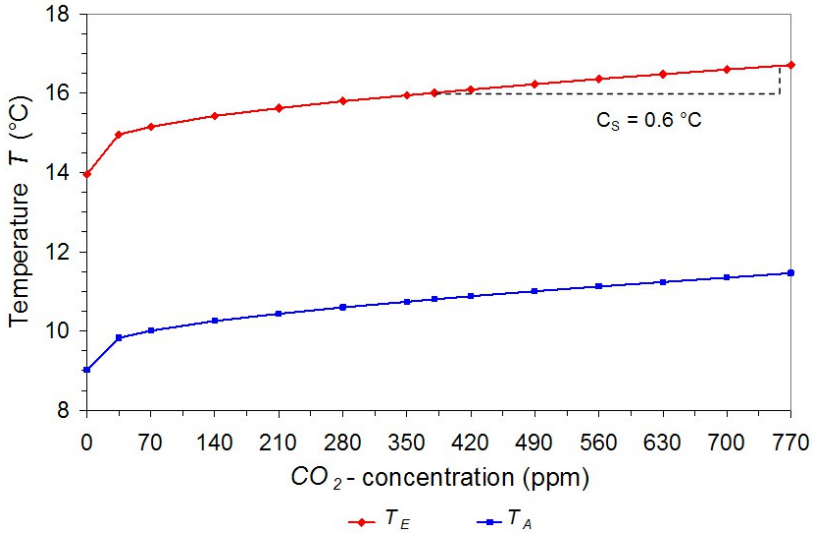


Abbildung 14. Berechnete Oberflächentemperatur T_E (rot) und Temperatur der unteren Troposphäre T_A (blau) als Funktion der CO_2-Konzentration, basierend auf einer Kombination aus thermisch und solar induzierter Wolkenrückkopplung.

6.4 Bewertung der Ergebnisse

Wir stellen fest, dass in allen Szenarien, die Sonnenaktivitäten berücksichtigen, dieser Beitrag der Sonne zur globalen Erwärmung den dominierenden Teil ausmacht und unter besonderen Bedingungen sogar bis zu *sechsmal* größer sein kann als der Einfluss von$_{CO_2}$. Dies steht in klarem Widerspruch zum *IPCC*, der den Temperaturanstieg des letzten Jahrhunderts auf anthropogene Treibhausgasemissionen zurückführt (mit einer Wahrscheinlichkeit von *95 %*), während ein spürbarer Einfluss der Sonne geleugnet wird. Unsere Berechnungen zeigen, dass der solare Anteil nur dann unter den Treibhausbeitrag gedrückt werden kann, wenn man davon ausgeht, dass der Anstieg der *TSI* im letzten Jahrhundert weniger als *0,1 %* beträgt und fast identisch mit den Schwankungen im Zeitraum *1983–2000* ist ($\Delta E_{(S)} \approx d\,E_{(S)}$).

Natürlich würde kein solare Einfluss bestehen, wenn jegliche solare Anomalie vollständig ausgeschlossen werden könnte, und zwar sowohl im *20.* Jahrhundert als auch in den achtziger und neunziger Jahren, im Widerspruch zu den Referenzen [35, 42, 48–50, 52]. Der schlimmste Fall in Bezug auf die globale Erwärmung durch $CO_{(2)}$ wäre dann, die beobachteten ISCCP-Wolkenveränderungen ausschließlich auf die durch $CO_{(2)}$ verursachte thermische Rückkopplung zurückzuführen und alle anderen Einflüsse wie *PDO, SOI* oder andere Treibhausgase auszuschließen. Für dieses spezielle und eher unwahrscheinliche Szenario berechnen wir ein maximales Klima

Empfindlichkeit von $C_S = 1{,}73\ °C$ (siehe **Tabelle 7**, Zeile 23), was $0{,}6\ °C$ der Erwärmung im letzten Jahrhundert erklärt. Trotz der maximalen thermisch induzierten Wolkenrückkopplung liegt diese Empfindlichkeit immer noch am unteren Rand des IPCC-Datenbereichs [1], was auf die hier abgeleitete geringere Wasserdampf-Rückkopplung und die Einbeziehung von zwei zusätzlichen Prozessen zurückzuführen ist, nämlich der Konvektions- und der Verdunstungsrückkopplung, die in den IPCC-Veröffentlichungen im Allgemeinen nicht berücksichtigt werden.

Unter Einbeziehung der Sonnenaktivitäten des letzten Jahrhunderts sowie aller relevanten Rückkopplungsprozesse leiten wir mit einer geringeren Anomalie von $\Delta E_S = 0{,}1\ \%$ eine Sonnenempfindlichkeit von $S_S = 0{,}5\ ^\circ C$ und eine Klimasensitivität von $C_S = 0{,}6\ ^\circ C$ ab, die mit allen Einschränkungen vollständig übereinstimmen. Bei einer größeren Anomalie von $\Delta E_{(S)} = 0{,}2\ \%$ würden die jeweiligen Empfindlichkeiten noch weiter auf $S_{(S)} = 0{,}3\ ^\circ C$ und $C_{(S)} = 0{,}4\ ^\circ C$ sinken.

Die größten Unsicherheiten bei all diesen Überlegungen ergeben sich aus den Rückkopplungsmechanismen der Wolken und den Sonnenvariationen, die auf *50 %* geschätzt werden.

Grundsätzlich bestätigen unsere Berechnungen die Untersuchungen von Ziskin und Shaviv [42], die einen grundsätzlich starken Einfluss der Sonnenaktivität auf das Klima zeigen. Der höhere Sonnen- und damit geringere CO_2-Beitrag in unserem Fall lässt sich darauf zurückführen, dass wir unterschiedliche Rückkopplungsbeiträge und auch zusätzliche Rückkopplungsprozesse verwenden, die für die Klimasensitivität aus unseren eigenen Berechnungen abgeleitet werden und für die Sonnenempfindlichkeit im Wesentlichen an den Wolkenveränderungen in den achtziger und neunziger Jahren orientiert sind. Darüber hinaus stellen unsere Berechnungen nur einen Gleichgewichtszustand von *EASy* dar, während Ziskin *et al.* ihre Daten aus einer mehrdimensionalen Anpassung an die Temperaturentwicklung des letzten Jahrhunderts ableiten.

Auf jeden Fall macht die vorstehende Diskussion deutlich, dass eine Klimasensitivität im Einklang mit den IPCC-Daten [1] nur dann möglich wäre, wenn jeglicher sonnenbedingte Einfluss vollständig ausgeschlossen werden könnte und eine starke CO_2-induzierte thermische Wolkenrückkopplung angenommen würde.

FAZIT

Das Ziel dieser Arbeit war es, den Einfluss von Treibhausgasen auf unser Klima zu untersuchen und zu quantifizieren. Basierend auf der HITRAN-2008-Datenbank [4] werden detaillierte spektroskopische Berechnungen zur Absorptionsfähigkeit von Wasserdampf und den Gasen Kohlendioxid, Methan und Ozon in der Atmosphäre vorgestellt.

Die Linienberechnungen für die Sonnenstrahlung von *0,1–8 µm* (sw-Strahlung) sowie für die terrestrische Strahlung von *3–100 µm* (lw-Strahlung) zeigen, dass aufgrund der starken Überlappung der CO_2- und CH_4-Spektren mit Wasserdampf-Linien der Einfluss dieser Gase mit steigendem Wasserdampfdruck deutlich abnimmt und dass mit steigender CO_2-Konzentration deutlich erkennbare Sättigungseffekte beobachtet werden, die den Einfluss von CO_2 auf die globale Erwärmung erheblich begrenzen.

Die Berechnungen wurden für drei Klimazonen durchgeführt – die Tropen, die mittleren Breiten und die hohen Breiten –, basierend auf tatsächlichen Daten zum Wasserdampfgehalt, der je nach Höhe über dem Boden sowie je nach Klimazone und damit auch je nach Temperatur erheblich variiert. Die vertikale Variation der Feuchtigkeit und Temperatur sowie der Partialgasdrücke und des Gesamtdrucks wird berücksichtigt, indem individuelle Absorptionsspektren für bis zu 228 atmosphärische Schichten berechnet und dann vom Boden bis zu einer Höhe von *86 km* integriert werden.

Die unterschiedliche Weglänge des Sonnenlichts in diesen Schichten, die vom Einfallswinkel in die Atmosphäre und damit vom geografischen Breiten- und Längengrad abhängt, wird berücksichtigt, indem die Erde als ein abgeschnittenes Ikosaeder (Buckyball) betrachtet wird, das aus 32 Oberflächenelementen mit genau definierten Winkeln zur einfallenden Strahlung besteht, und indem jeder dieser Bereiche einer der drei Klimazonen zugeordnet wird.

Die Ausbreitung der langwelligen Strahlung, insbesondere der von der Atmosphäre selbst emittierten Aufwärts- und Abwärtsstrahlung, sowie deren Temperaturabhängigkeit werden aus Strahlungstransferberechnungen für jede Zone abgeleitet.

Um den Einfluss der absorbierenden Gase auf das Klima und insbesondere die Auswirkungen einer steigenden CO_2-Konzentration auf die globale Erwärmung zu ermitteln, haben wir ein fortschrittliches zweischichtiges Klimamodell entwickelt, das die Erdoberfläche und die Atmosphäre als zwei Schichten beschreibt, die gleichzeitig als Absorber und Planck-Strahler fungieren. Auch die Wärmeübertragung durch Konvektion und Verdunstung zwischen diesen Schichten wird berücksichtigt. Im Gleichgewicht liefern sowohl die Oberfläche als auch die Atmosphäre genauso viel Energie, wie sie von der Sonne und der benachbarten Schicht oder Klimazone aufnehmen.

Das Modell umfasst *SW*- und LW-Streuungsprozesse in der Atmosphäre und bei Wolken, wobei insbesondere die Mehrfachstreuung zwischen Oberfläche und Wolken berücksichtigt wird. Es umfasst auch die üblichen Rückkopplungsprozesse wie Wasserdampf, Lapse Rate und Albedo-Rückkopplung, berücksichtigt jedoch zusätzlich den Einfluss eines temperaturabhängigen sensiblen und latenten Wärmeflusses sowie die temperatur- und sonneninduzierte Rückkopplung der Wolkendecke.

Als direkte Referenz für die einfallenden und ausgehenden Flüsse im Modell verwenden wir das Energie- und Strahlungsbilanzschema von Tremberth et al. [20], das bei einer *Referenz-*CO_2-Konzentration von *380 ppm* und einer Bodentemperatur von $16\ °C$ gut reproduziert werden kann.

Mit den Absorptionsgraden *sw* und *lw* als Schlüsselparametern in einem solchen Modell werden dann die Oberflächentemperatur und die Temperatur der unteren Atmosphäre als Funktion der CO_2-Konzentration berechnet. Aus den Temperaturänderungen, die bei doppelter CO_2-Konzentration festgestellt werden, werden die CO_2-Klimasensitivität und die Luftsensitivität abgeleitet.

Insbesondere die einzelnen Rückkopplungsprozesse mit ihrem unterschiedlichen Einfluss auf die Klimasensitivität werden ausführlich diskutiert. Während die Albedo- und bis zu einem gewissen Grad auch die Lapse-Rate-Rückkopplung aus der Literatur übernommen werden, wird die Wasserdampf-Rückkopplung aus den Berechnungen der Absorptionsgrade *im kurzen und langen Wellenbereich* über die verschiedenen Klimazonen abgeleitet. Mit einer Verstärkung bei klarem Himmel von 1,5 und bei mittlerer Bewölkung von
1,2 sind diese Werte kleiner als in anderen Klimamodellen angenommen [27, 28].

Da festgestellt wurde, dass mit steigender CO_2-Konzentration die Lufttemperatur weniger schnell ansteigt als die Oberflächentemperatur, nimmt die Konvektion an der Grenze beider Schichten mit der Konzentration zu. Infolgedessen wird mehr Wärmeenergie von der Oberfläche in die Atmosphäre übertragen. In ähnlicher Weise nehmen mit steigender Temperatur auch die Verdunstung und die Niederschläge mit der Bodentemperatur zu. Beide Effekte tragen zur negativen Rückkopplung bei und werden zusätzlich in die Simulationen einbezogen.

Eine besondere Situation ergibt sich hinsichtlich des Einflusses von Wolken auf die Strahlungs- und Energiebilanz. Aus Messungen der globalen Wolkendecke über einen Zeitraum von 27 Jahren lässt sich ableiten, dass die globale Durchschnittstemperatur mit abnehmender Wolkendecke ansteigt [25]. Es ist jedoch unklar, ob eine geringere Wolkendecke die Folge der steigenden Temperatur ist oder ob die Wolkendecke durch einen anderen Mechanismus, insbesondere durch Sonnenaktivitäten, beeinflusst und zumindest bis zu einem gewissen Grad gesteuert wird. Im ersten Fall müsste eine starke, durch die Temperatur verstärkte Wolkenrückkopplung berücksichtigt werden, sowohl für die Klimasensitivität als auch für eine entsprechende Sonnensensitivität, während im anderen Fall der temperaturbedingte Wolkeneffekt für beide Sensitivitäten verschwinden würde und aufgrund des Sonneneinflusses nur eine sonnenbedingte Wolkenrückkopplung berücksichtigt werden müsste.

Ein bewusster Ansatz, welcher Mechanismus die Wolkendecke mit ihrem dominanten Einfluss auf das Klima und die Sonnenempfindlichkeit tatsächlich steuert, lässt sich aus Modellsimulationen ableiten, die zusätzlich den Sonneneinfluss einbeziehen und diesen mit dem gemessenen Temperaturanstieg des letzten Jahrhunderts vergleichen. Diese

Simulationen, die beide Effekte berücksichtigen, zeigen, dass die beobachtete globale Erwärmung von *0,74 °C* [51] nur dann zufriedenstellend erklärt werden kann, wenn eine Temperaturrückkopplung auf die Wolken vollständig ausgeschlossen wird oder nur einen geringen Einfluss hat. Andernfalls wäre die berechnete Erwärmung deutlich größer als beobachtet, oder die thermisch induzierte Wolkenrückkopplung wäre überschätzt worden. Aus einer Kombination von temperatur- und sonneninduzierter Wolkenrückkopplung leiten wir eine $CO_{(2)}$-Klimasensitivität von $C_{(S)}$= *0,6 °C* und eine Sonnenempfindlichkeit in Bezug auf eine *0,1-prozentige* Änderung der Sonnenkonstante von $S_{(S)}$= *0,5 °C* ab. Eine Zunahme der Sonnenaktivität um nur *0,1*
% über 100 Jahre trägt dann zu einer Erwärmung von *0,54 °C* bei, und der Anstieg von $CO_{(2)\ um}$ *100 ppm* in diesem Zeitraum verursacht zusätzliche *0,2 °C*, was sehr gut mit der gemessenen Erwärmung und der Wolkendecke übereinstimmt.

Aus unseren Untersuchungen, die auf tatsächlichen spektroskopischen Daten basieren und alle relevanten Rückkopplungsprozesse sowie den Einfluss der Sonne berücksichtigen, können wir schließen, dass eine CO_2-Klimasensitivität von mehr als *1 °C* ziemlich unwahrscheinlich ist, während ein Wert von *0,5 bis 0,7 °C* – abhängig von der betrachteten Sonnenanomalie
- passt gut zu allen Beobachtungen einer sich verändernden Sonnenkonstante, der Wolkendecke und der globalen Temperatur. Eine Klimasensitivität im Einklang mit den IPCC-Spezifikationen (*1,5–4,5 °C*) wäre nur möglich, wenn jeglicher Einfluss der Sonne vollständig ausgeschlossen werden könnte und nur eine durch$_{CO_2}$induzierte thermische Wolkenrückkopplung angenommen würde, was einen Wert von *1,7 °C* ergeben würde.

Es ist zu beachten, dass im Gegensatz zu allgemeinen Zirkulationsmodellen, die versuchen, lokale Klimaschwankungen über einen bestimmten Zeitraum vorherzusagen und daher komplexe gekoppelte nichtlineare Differentialgleichungen mit unzähligen Parametern lösen müssen, dies für die Ermittlung der Klimasensitivität keine Bedeutung hat. Wir berechnen einen Gleichgewichtszustand und können über größere lokale Schwankungen mitteln, wofür eine Unterteilung in drei Klimazonen völlig ausreichend ist. Darüber hinaus ist ein einfaches Energiebilanzmodell, das sich auf die wichtigsten physikalischen Prozesse konzentriert, viel transparenter als jedes *AOGCM* und kann zu einem besseren Verständnis der komplexen Wechselbeziehungen beitragen, die unser Klimasystem charakterisieren.

Referenzen

[1] IPCC, „Zusammenfassung für politische Entscheidungsträger“, *Klimawandel 2013: Die physikalischen Grundlagen. Beitrag der Arbeitsgruppe I zum Fünften Sachstandsbericht des Zwischenstaatlichen Ausschusses für Klimawandel [T.F. Stocker, D. Qin, G.-K. Plattner, M. Tignor, S.K. Allen, J. Boschung, A. Nauels, Y. Xia, V. Bex und P.M. Midgley (Hrsg.)]. Cambridge University Press, Cambridge, Vereinigtes Königreich, und New York, NY, USA,* 2013.

[2] D. Randall, R. Wood, S. Bony, R. Colman, T. Fichefet, J. Fyfe, V. Kattsov, A. Pitman, J. Shukla, J. Srinivasan *et al.*, „Klimamodelle und ihre Bewertung“, *Klimawandel 2007: Die physikalischen Grundlagen. Beitrag der Arbeitsgruppe I zum Vierten Sachstandsbericht des Zwischenstaatlichen Ausschusses für Klimawandel [Solomon, S., D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K.B. Averyt, M.Tignor und H.L. Miller (Hrsg.)]. Cambridge University Press, Cambridge, Vereinigtes Königreich und New York, NY, USA,* 2007.

[3] IPCC, „Klimawandel 2001: Die wissenschaftlichen Grundlagen“, *Beitrag der Arbeitsgruppe 1 zum Dritten Sachstandsbericht des Zwischenstaatlichen Ausschusses für Klimawandel, herausgegeben von J. T. Houghton, Y. Ding, D. J. Griggs, M. Noguer, P. J. van der Linden, X. Dai, K. Maskell und C. A. Johnson (Hrsg.). Cambridge University Press, Cambridge, Großbritannien, und New York, USA, Kapitel 6: Strahlungsantrieb des Klimawandels durch Treibhausgase ( ),* S. 354, 2001.

[4] L. S. Rothman, I. E. Gordon, A. Barbe, D. C. Benner, P. F. Bernath, M. Birk, V. Boudon, L. R. Brown, A. Campargue, J.-P. Champion *et al.* „Die molekularspektroskopische Datenbank HITRAN 2008“, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer,* Band 110, Nr. 9, S. 533–572, 2009.

[5] R. M. Goody und Y. L. Yung, *Atmospheric Radiation: Theoretical Basis, 2. Auflage.* New York, NY: Oxford University Press, 1989.

[6] M. L. Salby, *Physik der Atmosphäre und des Klimas*. Cambridge University Press, 2012.

[7] H. Harde, „Radiation and Heat Transfer in the Atmosphere: A Comprehensive Approach on a Molecular Basis“, *International Journal of Atmospheric Sciences*, Band 2013. http://dx.doi.org/10.1155/2013/503727.

[8] L. S. Rothman, C. Rinsland, A. Goldman, S. Massie, D. Edwards, J. Flaud, A. Perrin, C. Camy-Peyret, V. Dana, J.-Y. Mandin, *et al.*, „The HITRAN Molecular Spectroscopic Database and HAWKS; 1996 Edition“, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, Band 60, Nr. 5, S. 665–710, 1998.

[9] US Standard Atmosphere, „National Oceanic and Atmospheric Administration, National Aeronautics and Space Administration“, technischer Bericht, Washington D.C., 1976.

[10] S. Vey, *Bestimmung und Analyse des atmospha¨ rischen Wasserdampfgehaltes aus globalen GPS-Beobachtungen einer Dekade mit besonderem Blick auf die Antarktis*. Doktorarbeit, Technische Universität Dresden, 2007.

[11] H. Harde, *Was trägt CO_2wirklich zur globalen Erwärmung bei? Spektroskopische Untersuchungen und Modellrechnungen zum Einfluss von H_2O, CO_2, CH_4und O_3auf unser Klima*. Bücher auf Demand, Norderstedt, 2011. ISBN: 9 783842 371576.

[12] H. Harde und J. Pfuhl, „MolExplorer – Eine Programmplattform zur Berechnung von Molekülspektren en und Strahlungstransfer in der Atmosphäre“, 2006–2014.

[13] K. Schwarzschild, „Go¨ttinger Nachrichten“, S. 41, 1906.

[14] R. Hanel, B. Conrath, V. Kunde, C. Prabhakara, I. Revah, V. Salomonson und G. Wolford, „Das Nimbus-4-Infrarotspektroskopie-Experiment, 1. Kalibrierte thermische Emissionsspektren“, *Journal of Geophysical Research,* Band 77, Nr. 15, S. 2629–2641, 1972.

[15] B. Barkstrom, E. Harrison, G. Smith, R. Green, J. Kibler, R. Cess und das ERBE-Wissenschaftsteam, „Earth Radiation Budget Experiment (ERBE) Archiv und Ergebnisse vom April 1985“, *Bulletin of the American Meteorological Society*, Band 70, Nr. 10, S. 1254–1262, 1989.

[16] T. D. Bess und G. L. Smith, „Earth radiation budget: Results of outgoing longwave radiation from Nimbus-7, NOAA-9, and ERBS satellites” (Strahlungsbilanz der Erde: Ergebnisse der ausgehenden Langwellenstrahlung von den Satelliten Nimbus-7, NOAA-9 und ERBS), *Journal of Applied Meteorology*, Band 32, Nr. 5, S. 813–824, 1993.

[17] B. A. Wielicki, B. R. Barkstrom, E. F. Harrison, R. B. Lee III, G. Louis Smith und J. E. Cooper, „Wolken und das Strahlungsenergiesystem der Erde (CERES): Ein Experiment zur Erdbeobachtung“, *Bulletin der American Meteorological Society,* Band 77, Nr. 5, S. 853–868, 1996.

[18] B. A. Wielicki, K. Priestley, P. Minnis, N. Loeb, D. Kratz, T. Charlock, D. Doelling und D. Young, „CERES radiation budget accuracy overview“, in *Preprints, 12th Conf. on Atmospheric Radiation, Madison, WI, Amer. Meteor. Soc*, Band 9, 2006.

[19] T. Wong, B. A. Wielicki, R. B. Lee III, G. L. Smith, K. A. Bush und J. K. Willis, „Re-examination of the observed decadal variability of Earth Radiation Budget using altitude-corrected ERBE/ERBS nonscanner WFOV data” (Überprüfung der beobachteten dekadischen Variabilität des Strahlungshaushalts der Erde unter Verwendung höhenkorrigierter ERBE/ERBS-Daten ohne Scanner mit nicht-scannendem WFOV), *Journal of Climate,* Band 19, Nr. 16, S. 4028–4040, 2006.

[20] K. E. Trenberth, J. T. Fasullo und J. Kiehl, „Earths Global Energy Budget“ (Globale Energiebilanz der Erde), *Bulletin of the American Meteorological Society*, Band 90, Nr. 3, S. 311–323, 2009.

[21] D. D. Turner, E. J. Mlawer, G. Bianchini, M. P. Cadeddu, S. Crewell, J. S. Delamere, R. O. Knuteson, G. Maschwitz, M. Mlynzcak, S. Paine *et al.*, „Ground-based high spectral resolution observations of the entire terrestrial spectrum under extremely dry conditions“ (Bodenbasierte Beobachtungen mit hoher spektraler Auflösung des gesamten terrestrischen Spektrums unter extrem trockenen Bedingungen), *Geophysical Research Letters*, Band 39, Nr. 10, 2012.

[22] W. Dines, „The heat balance of the atmosphere“ (Die Wärmebilanz der Atmosphäre), *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, Band 43, Nr. 182, S. 151–158, 1917.

[23] K. N. Liou, *An Introduction to Atmospheric Radiation, 2. Auflage*, Band 84. Academic Press, San Diego, CA, 2002.

[24] R. Link und H.-J. Lu¨decke, „Ein neues grundlegendes eindimensionales Ein-Schicht-Modell erzielt eine hervorragende Übereinstimmung mit der beobachteten Temperatur der Erde“, *Int. J. Modern Physics C*, Band 22, S. 449–455, 2011.

[25] International Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP) http://isccp.giss.nasa.gov/products/onlineData.html oder http://www.climate4you.com/index.htm.

[26] D. L. Hartmann, *Globale physikalische Klimatologie*, Band 56. Academic Press, New York, 1994.

[27] Referenz 2, Abschnitt 8.6.3. http://www.ipcc.ch/publications_and_data/ar4/wg1/en/ch8s8-6-3-1.html.

[28] B. J. Soden und I. M. Held, „An assessment of climate feedbacks in coupled ocean-atmosphere models“, *Journal of Climate*, Band 19, Nr. 14, S. 3354–3360, 2006.

[29] R. S. Lindzen, M.-D. Chou und A. Y. Hou, „Does the Earth have an adaptative infrared iris?“, *Bulletin of the American Meteorological Society*, Band 82, Nr. 3, S. 417–432, 2001.

[30] B. A. Laken und E. Palle´, „Verständnis plötzlicher Veränderungen der Wolkenmenge: Der südliche Ringmodus und südamerikanische Wetterschwankungen“, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, Band 117, Nr. D13, S. 1984–2012, 2012.

[31] H. Cho, C.-H. Ho und Y.-S. Choi, „Die beobachtete Variation der wolkeninduzierten Langwellenstrahlung als Reaktion auf die Meeresoberflächentemperatur über dem warmen Pool des Pazifiks anhand von MTSAT-1R-Bildern“, *Geophysical Research Letters*, Band 39, Nr. 18, 2012.

[32] P. M. Caldwell, Y. Zhang und S. A. Klein, „CMIP3 Subtropical Stratocumulus Cloud Feedback Interpreted Through a Mixed-Layer Model“, *Journal of Climate*, 2012.

[33] R. W. Spencer und W. D. Braswell, „Zur Fehldiagnose der Rückkopplungen der Oberflächentemperatur aufgrund von Strahlungsvariationen im Strahlungsenergiehaushalt der Erde“, *Remote Sensing*, Band 3, Nr. 8, S. 1603–1613, 2011.

[34] J.-R. Petit, J. Jouzel, D. Raynaud, N. I. Barkov, J.-M. Barnola, I. Basile, M. Bender, J. Chappellaz, M. Davis, G. Delaygue *et al.*, „Climate and Atmospheric History of the past 420,000 Years from the Vostok Ice Core, Antarctica”, *Nature*, Band 399, Nr. 6735, S. 429–436, 1999.

[35] R. C. Willson und A. V. Mordvinov, „Langfristiger Trend der gesamten Sonneneinstrahlung während der Sonnenzyklen 21– 23“, *Geophysical Research Letters*, Band 30, Nr. 5, S. 1–4, 2003.

[36] H. Svensmark, „Influence of Cosmic Rays on Earth’s Climate“, *Physical Review Letters*, Band 81, Nr. 22, S. 5027–5030, 1998.

[37] H. Svensmark, J. O. P. Pedersen, N. D. Marsh, M. B. Enghoff und U. I. Uggerhøj, „Experimentelle Belege für die Rolle von Ionen bei der Partikelkeimbildung unter atmosphärischen Bedingungen“, *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Science*, Band 463, Nr. 2078, S. 385–396, 2007.

[38] H. Svensmark, T. Bondo und J. Svensmark, „Cosmic Ray Decreases affect Atmospheric Aerosols and Clouds” (Der Rückgang der kosmischen Strahlung beeinflusst die Aerosolbildung in der Atmosphäre und die Wolken), *Geophysical Research Letters*, Band 36, Nr. 15, S. 1–4, 2009.

[39] M. B. Enghoff, J. O. P. Pedersen, U. I. Uggerhøj, S. M. Paling und H. Svensmark, „Aerosol Nucleation Induced by a High Energy Particle Beam“ (Durch einen hochenergetischen Teilchenstrahl induzierte Aerosolkeimbildung), *Geophysical Research Letters*, Band 38, Nr. 9, S. 1–4, 2011.

[40] J. Kirkby, J. Curtius, J. Almeida, E. Dunne, J. Duplissy, S. Ehrhart, A. Franchin, S. Gagne´, L. Ickes, A. Ku¨ rten *et al.*, „Role of Sulphuric Acid, Ammonia and Galactic Cosmic Rays in Atmospheric Aerosol Nucleation“, *Nature*, Band 476, Nr. 7361, S. 429–435, 2011.

[41] F. Vahrenholt und S. Lüning, *Die kalte Sonne*. Hoffmann und Campe Verlag, Hamburg, 2012.

[42] S. Ziskin und N. J. Shaviv, „Quantifizierung der Rolle der solaren Strahlungsantriebe im 20. Jahrhundert“, *Advances in Space Research*, Band 50, Nr. 6, S. 762–776, 2012.

[43] J. D. Haigh, „Die Rolle des stratosphärischen Ozons bei der Modulation des solaren Strahlungsantriebs des Klimas“, *Nature*, Band 370, Nr. 6490, S. 544–546, 1994.

[44] J. D. Haigh, „The impact of solar variability on climate“ (Der Einfluss der Sonnenvariabilität auf das Klima), *Science*, Band 272, Nr. 5264, S. 981–984, 1996.

[45] J. D. Haigh, A. R. Winning, R. Toumi und J. W. Harder, „Einfluss der solaren Spektralvariationen auf die Strahlungsantriebe des Klimas“, *Nature*, Band 467, Nr. 7316, S. 696–699, 2010.

[46] J. Kristja´nsson, J. Kristiansen und E. Kaas, „Solar activity, cosmic rays, clouds and climate: An update“ (Sonnenaktivität, kosmische Strahlung, Wolken und Klima: Aktuelles aus der Forschung), *Advances in Space Research*, Band 34, Nr. 2, S. 407–415, 2004.

[47] M. Voiculescu, I. G. Usoskin und K. Mursula, „Different response of clouds to solar input“, *Geo- physical Research Letters*, Band 33, Nr. 21, 2006.

[48] A. Shapiro, W. Schmutz, E. Rozanov, M. Schoell, M. Haberreiter, A. Shapiro und S. Nyeki, „Ein neuer Ansatz zur langfristigen Rekonstruktion der Sonneneinstrahlung führt zu einer starken historischen solaren Strahlungsantriebskraft“, *Astronomy & Astrophysics*, Band 529, S. 1–8, 2011.

[49] D. V. Hoyt und K. H. Schatten, „Group Sunspot Numbers: A new solar activity reconstruction“ (Gruppen-Sonnenfleckenzahlen: Eine neue Rekonstruktion der Sonnenaktivität),
Solar Physics, Band 179, S. 189, 1998.

[50] I. Usoskin, G. Hulot, Y. Gallet, R. Roth, A. Licht, F. Joos, G. Kovaltsov, E. The´bault und A. Khokhlov, „ “ (Die Sonnenaktivität im 21. Jahrhundert: eine Vorhersage auf Basis der Sonnenflecken) „Evidence for distinct modes of solar activity“ (Hinweise auf unterschiedliche Formen der Sonnenaktivität), *Astronomy & Astrophysics*, Band 562, 2014.

[51] Goddard Institute for Space Studies. http://data.giss.nasa.gov/gistemp/graphs.

[52] X. ZHAO und X. FENG, „Periodicities of solar activity and the surface temperature variation of the Earth and their correlations“, *Chinese Science Bulletin*, Band 59, Nr. 14, S. 1284–1292, 2014.

[53] T. Wenzler, S. Solanki und N. Krivova, „Rekonstruierte und gemessene Gesamtsonneneinstrahlung: Gibt es einen langfristigen Trend zwischen 1978 und 2003?“, *Geophysical Research Letters*, Band 36, Nr. 11, 2009.

Über diese Zeitschrift

ACC ist eine Open-Access-Zeitschrift, die von Scientific Online Publishing herausgegeben wird. Diese Zeitschrift konzentriert sich auf die folgenden Themenbereiche (ist jedoch nicht darauf beschränkt):

- Atmosphärische Umwelt
- Klimawandel und Rundfunkmeteorologie
- Klimadynamik und -variabilität
- Klimapolitik
- Atmosphärische Zirkulation
- Aerodynamik
- Atmosphären- und Ozeanphysik
- Atmosphärenchemie
- Biometeorologie und Mikroklimatologie
- Forstklimatologie
- Wolken- und Niederschlagsphysik
- Dynamik der Atmosphäre und Ozeane
- Hydrometeorologie
- Navigationsklimatologie
- Polarmeteorologie
- Wettervorhersage
- Numerische Wettervorhersage
- Satellitenmeteorologie und synoptische Meteorologie
- Theoretische und angewandte Klimatologie
- Hydrologie, Ozeane und Atmosphäre

Wir freuen uns über die Einreichung Ihrer Originalmanuskripte. Weitere Informationen finden Sie auf unserer Website: http://www.scipublish.com/journals/ACC/

Klicken Sie auf die folgenden Links, um uns zu folgen:

- Facebook: https://www.facebook.com/scipublish
- Twitter: https://twitter.com/scionlinepub
- LinkedIn: https://www.linkedin.com/company/scientific-online-publishing-usa
- Google+: https://google.com/+ScipublishSOP

SOP begrüßt Autoren, die ihre Forschungsergebnisse unter Einhaltung der folgenden Regeln einreichen möchten:

- Obwohl SOP gerne alle originellen und neuen Forschungsergebnisse veröffentlicht, kann es kein Fehlverhalten tolerieren: Plagiate, Fälschungen oder Manipulationen von Versuchsdaten.
- Als internationaler Verlag schätzt SOP unterschiedliche Kulturen sehr und nimmt eine vorsichtige Haltung gegenüber Religion, Politik, Rasse, Krieg und Ethik ein.
- SOP trägt zur Verbreitung wissenschaftlicher Ergebnisse bei, übernimmt jedoch keine Verantwortung für rechtliche Risiken oder schädliche Auswirkungen, die durch Artikel zusammen mit den Autoren verursacht werden.
- SOP unterhält ein strengstes Peer-Review-Verfahren, nimmt jedoch eine neutrale Haltung gegenüber allen veröffentlichten Artikeln ein.
- SOP ist eine offene Plattform, die darauf wartet, dass erfahrene Experten in den Redaktionsbeiräten gemeinsam den Fortschritt der Forschung vorantreiben.