

Der atmosphärische Treibhauseffekt ist Realität

**Die Homogene rotierende Kugel
grundlegende Gleichungen**

mit Großzitat von

**Arthur P. Smith (E-mail:apsmith@aps.org)
Nachweis des atmosphärischen Treibhauseffektes
Originaltitel: Proof of the Atmospheric Greenhouse Effect [1]**

und

**E. Rabett u.a.
Irrige Argumente und schlechte Physik - oder: Wie sich Gerlich und Tscheuschner
in ihrem Papier "Falsifizierung des atmosphärischen CO₂-Treibhauseffekts
im Rahmen der Physik" irren
Originaltitel: Fallacious argument and bad physics: How Gerlich and Tscheuschner
err in their paper "Falsification of the atmospheric CO₂ greenhouse effects within
the frame of physics"[2]**

und

**Gerhard Kramm (E-mail:)
Arthur Smith und die grundlegenden Regeln der Analysis
Originaltitel: Arthur Smith and the basic rules of calculus [3]**

Dipl.-Physiker Jochen Ebel

14. April 2009

Inhaltsverzeichnis

1	Smith	5
1.1	Kopfangaben	5
1.2	Anmerkung	5
1.3	Zusammenfassung	5
1.4	EINLEITUNG	5
1.5	Definitionen und grundlegende Gleichungen	6
1.6	EINIGE BEISPIELE	8
1.6.1	Modell 1: Nichtrotierende Planeten	8
1.6.2	Modell 2: Einfacher rotierender Planet	9
1.6.3	Model 3: Rotierende Planeten mit variierendem Albedo	13
1.7	Infrarot-Absorption in der Atmosphäre	14
1.8	SCHLUSSFOLGERUNG	16
2	Ebel	19
2.1	Die Homogene rotierende Kugel – grundlegende Gleichungen	19
3	Rabett	23
3.1	Einführung	23
3.2	Der Treibhauseffekt und der Zweite Hauptsatz der Thermodynamik	27
3.2.1	Erweiterung des einfachen Beispiels	30
3.3	Ein rotierender Planet	33
3.3.1	Temperaturen für eine Welt, die solare Strahlung	33
3.3.2	Die Auswirkungen einer Atmosphäre	34
3.3.3	Das Beispiel des Mondes	35
3.4	Klima-Modelle	39
3.5	Allgemeine Kommentare	40
3.6	Literatur	41
4	Kramm	45
4.0	Vorbemerkungen	45
4.0.1	Bemerkungen	45
4.0.2	Zitat »Gewichteter arithmetischer Mittelwert« [4]	45
4.0.3	Integration statt Summation	46
4.0.4	Blog-Diskussion [5]	47
4.1	Einführung	49
4.2	Mittelung in Turbulenzen	50
5	Verzeichnisse	53
	Abbildungsverzeichnis	53
	Tabellenverzeichnis	54
	Literaturverzeichnis	55

1 Smith

1.1 Kopfangaben

ArXiv: 0802.4324v1 [physics.ao-ph] 29 Feb 2008 [1]

Beweis des atmosphärischen Treibhauseffektes

Arthur P. Smith E-mail:apsmith@aps.org

American Physical Society, 1 Research Road, Ridge NY, 11961

PACS numbers: 92.60.Vb, 05.90. + M

1.2 Anmerkung

Ein anderer Physiker schätzt also das Paper [6] etwa ähnlich ein, wie es auch in [11] eingeschätzt wurde. Kommentare und Ergänzungen sind in blau.

1.3 Zusammenfassung

Ein kürzlich erweitertes Argument gegen den atmosphärischen Treibhauseffekt ist widerlegt. Ein Planet ohne eine infrarot-absorbierenden Atmosphäre ist mathematisch gezwungen eine durchschnittliche Temperatur von weniger oder höchstens gleich der effektiven Strahlungstemperatur haben. Beobachtete Parameter für die Erde beweisen, dass ohne Infrarot-Absorption durch die Atmosphäre die durchschnittliche Temperatur der Erdoberfläche mindestens 33 K niedriger wäre als die, die beobachtet wird.

1.4 EINLEITUNG

Die hier vorgestellten Ergebnisse sind nicht neu. Doch die Form der Präsentation ist klar und präzise um auf die jüngste Behauptung [6] zu reagieren, dass eine Physik-basierte Analyse den atmosphärischen Treibhauseffekt „widerlegen“ könne. Tatsächlich ist aber die Standard-Präsentation in klimatologischen Büchern [7] in allen wesentlichen Punkten korrekt. Die folgenden Untersuchungen gehen mehr ins Detail, da bestimmte Punkte scheinbar Anlass zur Verwirrung geben.

Zuerst werden die Definitionen der grundlegenden Begriffe und die entsprechenden Gleichungen für den Fluss der Energie präsentiert. Die Situation wird dann für einen Planeten ohne infrarot-absorbierende Atmosphäre geprüft und eine Beschränkung für die durchschnittliche Temperatur ist erwiesen.

Mehrere Modelle von Planeten ohne infrarot-absorbierende Atmosphäre werden dann gelöst, darunter eins, das von Gerlich und Tschuschner [6] präsentiert wurde, und es wird überprüft, dass sie alle diese Beschränkung erfüllen.

Diese Modelle werden mit einer einfachen infrarot-absorbierenden Schicht der Atmosphäre ergänzt und es ist erwiesen, dass die Temperaturbeschränkungen leicht verletzt sind, wie bei den beobachteten Daten der Erde.

1.5 Definitionen und grundlegende Gleichungen

Definiert wird eine ankommende Bestrahlungsstärke S , als die Energie, die pro Flächen- und Zeit-Einheit auf einen Planeten aus einer stellaren Quelle ankommt. Das tatsächliche Strahlungsfeld ist charakterisiert durch ein Spektrum von Wellenlängen und (abhängig von der Größe des Sterns (der Sterne) und der Entfernung zu den Planeten) und einer kleinen Spreizung der Richtungen. S ist ein integraler Wert über alle Wellenlängen und Ausbreitungsrichtungen der spezifischen Strahlungsenergie in der Entfernung des Planeten von dem Stern. Da sich die Erde auf ihrer jährliche Umlaufbahn bewegt, variiert der Wert von S und ist so strenggenommen eine Funktion $S(t)$ der Zeit.

Die pro Zeiteinheit ankommende Energie auf dem Planeten ist das Produkt von $S(t)$ mit der Fläche, die von der Strahlung in der Ebene des Planeten senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Strahlung getroffen wird. Für einen kugelförmigen Planeten mit Radius r ist diese Fläche einfach πr^2 . Also ist die insgesamt eintreffende Energie (Energie pro Zeiteinheit oder Strom) aus dem Weltraum

$$E_{in}(t) = \pi r^2 S(t) \quad (1.1)$$

Für einen bestimmten Standort x auf der planetarischen Oberfläche, schließt dessen Normalebene der lokalen Oberfläche mit der Ausbreitungsrichtung der Strahlung einer gegebenen stellaren Quelle einen Winkel $\Theta(x, t)$ ein. Nur eine Seite des Planeten wird zu einem bestimmten Zeitpunkt von dieser Quelle beleuchtet; dieses kann allgemein durch die Winkel Θ von 0 bis $\pi/2$ im Bogenmaß ausgedrückt werden. Der Winkelbereich von $\pi/2$ bis π ist unbeleuchtet. So wird die eingehende lokale Bestrahlungsstärke:

$$s(x, t) = \cos(\Theta(x, t))S(t) \quad (1.2)$$

Die Integration über eine kugelförmigen Planeten (eingeschlossen nur dessen beleuchtete Seite) gibt den Faktor πr^2 in Gleichung (1.1).

Ein Albedo des Planeten wird so definiert, welcher Anteil der eingehenden Bestrahlungsstärke reflektiert wird. a ist auch eine lokale Eigenschaft (bei der Erde wird viel von Wolken und Eis reflektiert), so dass die lokal reflektierte Energie $a(x, t)s(x, t)$ ist. Die Integration über die beleuchtete Seite des Planeten gibt eine gut definierte reflektierte Energie:

$$E_{reflektiert}(t) = S(t) \int a(x, t) \cos(\Theta(x, t)) dx \quad (1.3)$$

Ein effektives Albedo a_{eff} kann dann als das Verhältnis von reflektierter zu ankommender Energie auf dem ganzen Planeten definiert werden:

$$E_{reflektiert}(t) = a_{eff}(t)E_{in}(t) = \pi r^2 a_{eff} S(t) \quad (1.4)$$

Die Differenz zwischen ankommender und reflektierter Energie ist die, die die Erde absorbiert (wieder pro Zeiteinheit):

$$E_{absorbiert}(t) = \pi r^2 (1 - a_{eff}(t)) S(t) \quad (1.5)$$

Das grundlegende Merkmal eines Planeten im Weltraum ist, dass keine materielle Wechselwirkung mit der Umgebung existiert. Die einzige Art und Weise wie Energie kommen kann ist elektromagnetische Strahlung, und der einzige Weg, wie Energie den Planeten verlassen kann erfolgt ebenso durch eigene elektromagnetische Emissionen. Dazu kommt eine sehr kleine Korrektur von gravitativen Gezeitenkräften und ein Planet erhält auch einen

kleinen Netto-Energie-Input aus dem internen radioaktiven Zerfall, aber für die Planeten wie die Erde sind diese Beträge tausende Mal kleiner als der stellare Energieeingang.

Ein Planet ohne Absorption eingehender Energie würden das thermodynamischen Gleichgewicht mit der kosmischen Mikrowellen-Hintergrundstrahlung, mit einer einheitlichen Temperatur von etwa 2 K erreichen. Die Resorption der eingehenden stellaren Bestrahlungsstärke bewirkt eine Heizung bis ein statisches Gleichgewicht zwischen ein- und abgehender Energie erreicht ist (gemessen außerhalb der Atmosphäre und gemittelt über die planetare Drehung oder was auch immer wichtige Veränderungen in der Zeit sind). Definiert wird $T(x, t)$ als lokale Oberflächentemperatur des Planeten und $\epsilon(x, t)$ als lokaler Emissionsgrad. Die Wärmestrahlung von der Oberfläche ist dann durch die Stefan-Boltzmann-Gesetz gegeben:

$$E_{emittiert}(t) = \sigma \int \epsilon(x, t) T(x, t)^4 dx \quad (1.6)$$

Ähnlich wie das effektive Albedo, wird ein effektives Emissionsvermögen als gewichteter Mittelwert¹⁾ und eine effektive Strahlungs-Temperatur als Mittelwerte über den Planetenoberfläche definiert:

$$T_{eff}(t)^4 = \frac{1}{4\pi r^2} \int T(x, t)^4 dx \quad (1.7)$$

und

$$\epsilon_{eff}(t) = \frac{1}{4\pi r^2 T_{eff}(t)^4} \int \epsilon(x, t) T(x, t)^4 dx \quad (1.8)$$

Die total abgestrahlte thermische Energie von der Oberfläche kann dann geschrieben werden in Bezug auf die effektive Temperatur und das Albedo:

$$E_{emittiert}(t) = 4\pi r^2 \sigma \epsilon_{eff}(t) T_{eff}(t)^4 \quad (1.9)$$

Für einen Planeten ohne Atmosphäre, oder mit einer Atmosphäre, die nicht in nennenswertem Umfang elektromagnetische Strahlung absorbiert, entweicht die ganze oberflächen-emittierte Wärmestrahlung direkt in den Weltraum, genauso wie alle absorbierte stellare Strahlung die Oberfläche erreicht. Folglich ist die Nettorate der Änderung der Energie des Planeten zum Zeitpunkt t :

$$\begin{aligned} \dot{E}_{Planet}(t) &= E_{absorbiert}(t) - E_{emittiert}(t) \\ &= \pi r^2 (1 - a_{eff}(t)) S(t) - 4\pi r^2 \sigma \epsilon_{eff}(t) T_{eff}(t)^4 \end{aligned} \quad (1.10)$$

Wir werden die einschlägigen Beschränkungen im Zusammenhang mit einer absorbierenden Atmosphäre über ein einfaches Modell später in der Diskussion betrachten.

Die Orbital-Prozesse für einen Planeten (und alle internen Variabilitäten in den Sternen) werden mit der Variation von $S(t)$ ermittelt, die sich aus der Kombination von Rotation und interner Dynamik ergibt. Diese Variabilität ist gegeben durch $a_{eff}(t)$, $\epsilon_{eff}(t)$ und T_{eff} . Als Folge kann es sein, dass der Planet natürliche Perioden der Erwärmung oder Abkühlung hat, in denen $\dot{E}_{Planet}(t)$ positiv bzw. negativ ist. Jedoch im Durchschnitt, d.h. im Laufe der Zeit, sollte die Quote dieser Energieänderung sehr nahe an Null kommen, solange alle Parameter begründet stabil auf lange Sicht sind. Wenn sie im Durchschnitt über eine lange Zeit nicht nahe Null wären, würde die Energie des Planeten kumulativ ansteigen oder abnehmen.

1) Eigentlich ist für den durchschnittlichen Fachmann die blaue Ergänzung nicht notwendig, weil für diesen der Sachverhalt eindeutig ist. Aber trotzdem wurde mit einer Fehlinterpretation Kritik an diesem Paper geübt - siehe Abschnitt 4 auf Seite 45. »gewichteter Mittelwert« englisch: »weighted average«

Zusätzlich zu der effektiven Temperatur wird eine durchschnittliche Temperatur von der vierten Potenz beobachtet, die für das thermische Strahlungsproblem relevant ist. Wir sollten auch auf die natürlichen durchschnittliche Temperatur für die planetarische Oberfläche schauen:

$$T_{mittel}(t) = \frac{1}{4\pi r^2} \int T(x, t) dx \quad (1.11)$$

Wie Gerlich und Tscheuschner [6] in ihrem Abschnitt 3.7 bemerken, ist wegen der Hölder-schen Ungleichung, die durchschnittliche Temperatur $T_{mittel}(t)$ immer kleiner als oder gleich der effektiven thermischen Strahlungstemperatur $T_{eff}(t)$, so dass $T_{mittel}^4(t)$ kleiner oder gleich $T_{eff}^4(t)$ ist und nach Neuordnung von Gl. (1.10) ergibt sich folgende Beschränkung der durchschnittlichen Temperatur:

$$T_{mittel}^4(t) \leq \frac{1}{\sigma \epsilon_{eff}(t)} \left(\frac{(1 - a_{eff}(t))S(t)}{4} - \frac{\dot{E}_{Planet}(t)}{4\pi r^2} \right) \quad (1.12)$$

1.6 EINIGE BEISPIELE

1.6.1 Modell 1: Nichtrotierende Planeten

Lassen Sie uns zunächst das einfachen Planetenmodell von Gerlich und Tscheuschner [6, Abschnitt 3.7.4] lösen. Dies ist ein nicht-rotierender Planet (oder ein Planet mit einer parallel zur Rotationsachse eingehenden Strahlung) ohne internen Wärmetransport im konstanten lokalen Strahlungs-Gleichgewicht, so dass \dot{E}_{Planet} immer Null ist. Die Nicht-Rotation entfernt alle Zeit-Abhängigkeiten. Der Emissionsfaktor wird überall als 1 angenommen; auch S und a werden als einheitlich angenommen. Auch die Mikrowellen-Hintergrundstrahlung wird ignoriert, so dass die unbeleuchtete Seite des Planeten immer auf dem absoluten Nullpunkt der Temperatur ist. Mit Gl. (1.2) erhalten wir schnell aus der lokalen Bestrahlungsstärke $s(x)$ die lokale Temperatur für die beleuchtete Seite der Erde:

$$T_{Modell1}(x) = \{(1 - a) \cos[\Theta(x)]S/\sigma\}^{1/4} \quad (1.13)$$

Die durchschnittliche Temperatur ergibt sich durch die Integration über diesen Bereich:

$$T_{mittel} = \frac{[(1 - a)S/\sigma]^{1/4}}{4\pi} \int_0^{\pi/2} \cos^{1/4}(\Theta) 2\pi \sin(\Theta) d\Theta = \frac{2}{5} [(1 - a)S/\sigma]^{1/4} \quad (1.14)$$

Die effektive Temperatur wird ähnlich erhalten

$$T_{eff}^4 = \frac{(1 - a)S/\sigma}{4\pi} \int_0^{\pi/2} \cos(\Theta) 2\pi \sin(\Theta) d\Theta = \frac{1}{4} [(1 - a)S/\sigma] \quad (1.15)$$

Diese Temperaturen sind sicher, wenn Gl. (1.10) erfüllt ist, d.h. wenn \dot{E}_{Planet} gleich Null ist.

Also ist in diesem Fall das Verhältnis T_{mittel}/T_{eff} gleich $2\sqrt{2}/5$ oder etwa 0,566, und die durchschnittliche Temperatur des Planeten ist infolgedessen weit unter der effektiven Temperatur in diesem einfachen Modell. Werden diese Zahlen auf die Erde angewendet wird T_{eff} 255 K und T_{mittel} 144 K, für diese nicht-rotierende atmosphären-freie Version des Planeten.

1.6.2 Modell 2: Einfacher rotierender Planet

Zu diesem einfachen Modell lassen Sie uns jetzt Rotation hinzufügen, einschließlich dem Effekt einer lokalen Wärmekapazität, mit einem senkrecht Wärmetransport, während alle horizontalen von Wärmetransporte von einem Ort zu einem anderen vernachlässigt werden²⁾. Außerdem wird angenommen, dass die Strahlungsrichtung in der Ebene der Rotation ist³⁾. Es wird die Rotations-Periode D (ein Tag für den Planeten) und ein thermischer Trägheitskoeffizient [9] c mit Einheiten von J/Km^2 definiert. Auf einen echten Planeten hängt c von der Temperatur und von D ab (eine Zeit- bzw. Frequenz-Abhängigkeit)⁴⁾; physisch repräsentiert wird das als Produkt der volumetrischen Wärmekapazität und der Tiefe oder Höhe, bis zu der oder die einfallende Wärmeenergie zirkuliert bzw. während eines täglichen Thermalzyklusses transportiert wird. c bestimmt die lokalen Temperaturänderungen auf der Basis der lokalen Netto-Energie-Gleichung:

$$c\dot{T}(x, t) = E_{\text{absorbiert}}(x, t) - E_{\text{emittiert}}(x, t) = (1-a)S \cos(\theta(x, t))\Theta(\theta(x, t)) - \sigma T(x, t)^4 \quad (1.16)$$

Vertreten werden die x-Koordinaten durch die Längenkoordinate Φ und ξ als Breitenkoordinate. Durch die Rotation wird sich die Position x im Verhältnis zu der eingehenden Sonneneinstrahlung ändern: Φ erhöht sich ständig mit einer Rate $2\pi t/D$. Der Sonnenwinkel θ ist gegeben durch:

$$\cos(\theta) = \cos(\Phi + 2\pi t/D) \cos \xi \quad (1.17)$$

Die eingestrahelte Leistung in der Gleichung wiederholt sich unter stationären Bedingungen zeitlich mit der Periode D , die Lösung(en) von Gl. (1.16) müssen sich also auch mit diesem Zeitraum wiederholen. Jeder Punkt Φ, ξ auf der Oberfläche wird dieser Lösung folgen mit der genau gleichen Zeitfunktion der Temperatur für jede Länge Φ bei einer gegebenen Breite ξ . Im folgenden wollen wir $2\pi t/D$ mit dem Symbol ω ersetzen und bezeichnen $(1-a)S \cos \xi$ mit A . Außerdem setzen wir der Einfachheit halber $\Phi = -\pi/2$ (für alle anderen Punkte auf der Oberfläche ist die Lösung nur ein wenig nach vorn oder hinten zeitverschoben). Damit wird der Schritt von der Funktion $\theta(\cos(\Phi + \omega T))$ äquivalent zu einer Rechteckwellenfunktion $W(\omega T)$, die 1 ist für ωT zwischen 0 und π und 0 für ωT zwischen π und 2π und sich danach in regelmäßigen Abständen wiederholt.

So reduziert sich Gl. (1.16) auf:

$$c\dot{T}(x, t) = A \sin(\omega T)W(\omega T) - \sigma T^4 \quad (1.18)$$

Alle nichtverschwindenden Lösungen für $T(t)$ werden periodisch in der Zeit sein, so dass $T(D) = T(0)$ ist. Die Integration von Gl. (1.18) über einen Planetentag ($t = 0$ bis $t = D$) ergibt:

$$0 = \frac{2A}{\omega} - \sigma \int_0^D T^4 dt \quad (1.19)$$

-
- 2) Das ist keine wesentliche Einschränkung, da der tägliche Temperaturgang kaum bis 1 m reicht, während die horizontalen Temperaturvariationen über Entfernungen in der Größenordnung von 1 m vernachlässigbar sind.
- 3) Mit anderen Worten: Die Rotationsachse steht senkrecht auf der Strahlungsrichtung.
- 4) Der thermischer Trägheitskoeffizient c ist eine Vereinfachung der Ausbreitungsverzögerung. Die Wirkung der Ausbreitungsverzögerung ist in Abschnitt 2 auf Seite 19 gezeigt.

Wird eine effektive Strahlungs-Temperatur $T_{eff}(\xi)$ für die Breite ξ definiert - basierend auf dem Mittelwert der vierten Potenz (das ist unabhängig davon, ob über den Laufe der Zeit oder über alle Längen gemittelt wird):

$$T_{eff}(\xi)^4 = \frac{1}{D} \int_0^D T^4 dt \quad (1.20)$$

und erfolgt anschließend eine Neuordnung der Gl. (1.19) und werden die Begriffe ω und A mittels ihrer Definitionen ersetzt. so wird:

$$T_{eff}(\xi)^4 = \frac{(1-a)S \cos \xi}{\pi \sigma} \quad (1.21)$$

Zu beachten ist, dass der Spitzenwert von T_{eff} für $\xi = 0$ (das ist der Äquator) um einen Faktor von $1/\pi^{1/4} \approx 0,75$ mal kleiner als der Spitzenwert der Temperatur auf dem nicht-rotierenden Planeten ist (an dem Punkt direkt unter der Sonne).

Wieder einmal können wir prüfen, ob die Änderungsrate der Netto-Energie für den Planeten als Ganzes (Gl. (1.10)) auf Null kommt, indem die effektive Strahlungs-Temperatur für die gesamte Oberfläche bestimmt wird:

$$\begin{aligned} T_{eff}^4 &= \frac{1}{4\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{(1-a)S \cos \xi}{\pi \sigma} \cdot 2\pi \cos \xi d\xi \\ &= \frac{(1-a)S}{2\pi \sigma} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 \xi d\xi \\ &= \frac{(1-a)S}{4\sigma} \end{aligned} \quad (1.22)$$

Wie es zu sein hat, ist sie die gleiche wie für den nicht-rotierenden Fall in Gl. (1.15).

Zwar werden wir eine umfassende analytische Form für die Temperatur als Funktion der Zeit und der Breitengrade in diesem Modell nicht finden, aber wir können lernen, ein wenig die Zeitabhängigkeit der Temperatur in Gl. (1.18) stärker zu prüfen. Zunächst definieren wir $x = \omega t$ und $y(x) = T(\xi, t)/T_{eff}(\xi)$ für eine gegebene Breite ξ , mit einem $T_{eff}^4(\xi)$, das durch Gl. (1.21) bestimmt ist. Gl. (1.18) reduziert sich damit auf:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{(1-a)S \cos \xi}{c\omega T_{eff}^4(\xi)} \sin(x)W(x) - \frac{\sigma T_{eff}^3(\xi)}{c\omega} y^4 = \lambda \left(\sin(x)W(x) - \frac{y^4}{\pi} \right) \quad (1.23)$$

wobei wir einen dimensionslosen Parameter $\lambda = (1-a)S \cos \xi / c\omega T_{eff}^4(\xi)$ definieren. Physikalisch entspricht dies etwa dem Verhältnis der Menge der eingehenden absorbierten Energie in einem Tag zum gesamten Wärmehalt an der Oberfläche (bis zu einer relevanten Tiefe) bei der effektiven Strahlungs-Temperatur. Wenn λ klein ist (Wärmekapazität oder Rotationsfrequenz sind hoch oder die Breite ist in der Nähe der Pole), erfolgt Heizung bzw. Kühlung nur langsam, und die Temperatur bleibt nahe T_{eff} den ganzen Tag (y wird nahe an 1). Wenn λ groß ist (Wärmekapazität oder Rotationsfrequenz niedrig oder die Breite näher am Äquator), dann sind Heizung und Kühlung schnell, und die Temperaturänderung ist signifikanter.

Wir können eine analytische Lösung für die Nachtseite des Planeten finden, wo die Rechteckwelle $W(x) = 0$ ist (für x zwischen $(2n-1)\pi$ und $2n\pi$ für ganzzahliges n). Gl. (1.23)

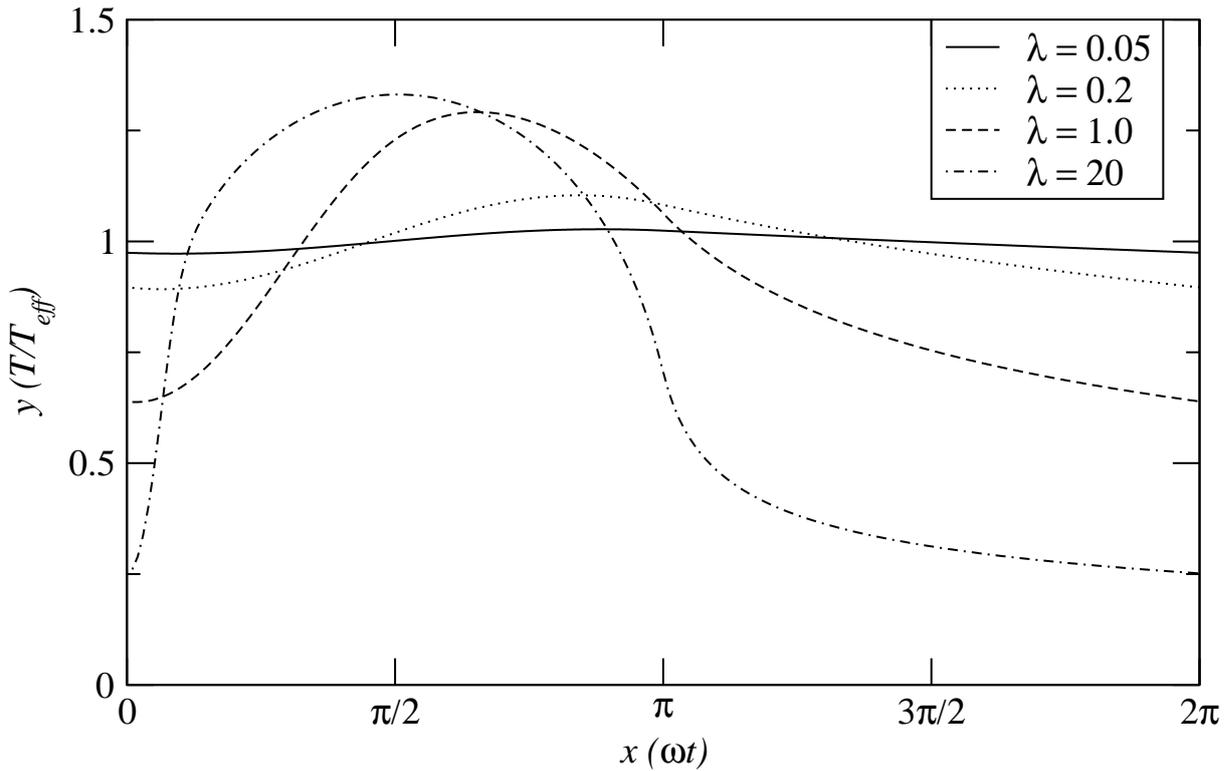


Abbildung 1.1: **Temperatur auf einem rotierenden Planeten** im Vergleich zu der effektiven Strahlungstemperatur (T_{eff}) für das einfache rotierende Planeten-Modell für verschiedene Werte des Parameters λ der thermischen Reaktion. Die Temperatur ist über der Zeit dargestellt, wobei bei 0 Sonnenaufgang, bei π der Sonnenuntergang und der Sonnenaufgang wieder bei 2π ist.

verliert alle Abhängigkeit von x und ist einfach zu integrieren:

$$\frac{dy}{dx} = -\frac{\lambda}{\pi}y^4 \quad \Rightarrow \quad y(x) = \left(\frac{\pi}{3\lambda(x - \alpha)} \right)^{1/3} \quad (1.24)$$

wobei α eine eine Konstante ist, die durch die Anfangsbedingung $y(\pi)$ bestimmt wird (die Temperatur bei Nachtbeginn, d.h. bei $x = \pi$):

$$\alpha = \pi \left(1 - \frac{1}{3\lambda y(\pi)^3} \right) \quad \Rightarrow \quad \frac{y(2\pi)}{y(\pi)} = \frac{y(0)}{y(\pi)} = 1 / (1 + 3\lambda y(\pi)^3)^{1/3} \quad (1.25)$$

was die nächtliche Temperatur-Abnahme ergibt. Wenn λ klein ist und y nicht zu groß startet, dann ist der Abfall klein - ein Rückgang von rund $\lambda y(\pi)^3$. Für große Werte von λ ist die nächtliche Temperatur-Abnahme langsam - begrenzt durch die inverse 1/3-Potenz. Dies macht Sinn, da der Temperaturabfall stark sinken muss, wenn die Temperatur geringer wird und der T^4 Strahlungsterm klein wird.

Tagsüber, wenn die Temperatur beginnt mit niedrigen $y \ll 1$, dann ist der Term y^4 unerheblich, zumindest anfangs, und Gl. (1.23) kann leicht integriert werden:

$$\frac{dy}{dx} \approx \lambda \sin(x) \quad \Rightarrow \quad y(x) \approx b - \lambda \cos(x) \quad (1.26)$$

1 Smith

wobei b wieder eine Integrationskonstante ist, mit der die Anfangsbedingung erfüllt wird $b = y(0) + \lambda$, wobei $y(\pi) = y(0) + 2\lambda$, d.h. die Temperatur steigt um 2λ an mit einer Sinus-Kurve während des Tages. Natürlich ist diese Abschätzung unzulässig, wenn λ groß ist oder $y(0)$ nahe 0 beginnt.

Bei einer weiteren Näherung wird davon ausgegangen, daß die Variationen y klein sind und wir deshalb um einen ausgewählten Wert von y_0 linearisieren dürfen. Dies ergibt:

$$\frac{dy}{dx} \approx \lambda \sin(x) - \frac{\lambda y_0^4}{\pi} - 4 \frac{\lambda y_0^3}{\pi} (y - y_0) \quad (1.27)$$

was eine lineare gewöhnliche Differentialgleichung ergibt mit der Lösung:

$$y(x) = \frac{3}{4}y_0 + \beta e^{-4\lambda y_0^3 x/\pi} + \frac{\lambda}{1 + (4\lambda y_0^3/\pi)^2} \left(\frac{4\lambda y_0^3}{\pi} \sin x - \cos x \right) \quad (1.28)$$

β ist hier eine weitere Integrationskonstante, die durch die Anfangsbedingung bestimmt wird. Die Linearisierung wird unzulässig, wenn y erheblich von y_0 abweicht, aber das Ergebnis sollte allgemein gültig sein, wenn λ klein ist, und es kann verwendet werden, um schrittweise Lösungen für die Temperaturen tagsüber für beliebige Werte von λ zu erhalten; numerische Integration der zugrunde liegenden Gleichung ergeben natürlich das gleiche.

Numerisch berechnete Lösungen für verschiedenen Werte von λ sind in Abb. 1.1 (S. 11) dargestellt; Abb. 1.2 (S. 13) zeigt die Trends für die Mittelwerte $y(T/T_{eff})$, die Mittelwerte der vierten Potenz von y und die Minimum- und Maximum-Werte von y wenn λ wächst. Wie erwartet, ist der Mittelwert der vierten Potenz 1, während der Mittelwert von y sinkt, wenn λ wächst; und nähert sich schließlich dem nicht-rotierenden Wert von $2\sqrt{2}/5$ bei $\lambda \rightarrow \infty$. Zu beachten ist auch, daß sich die maximale Temperatur schnell dem nichtrotierenden Wert von $y = \sqrt[4]{\pi}$ für große λ nähert. Die minimale Temperatur sinkt langsam mit $y \sim 1/(3\lambda)^{1/3}$.

Die Näherungsformel bei großem λ für die durchschnittlichen Temperatur lautet:

$$y_{mittel} \sim 2\sqrt{2}/5 + 0.392 \lambda^{-0.279} \quad \lambda \rightarrow \infty \quad (1.29)$$

und für kleine λ :

$$y_{mittel} \sim 1 - 0.196 \lambda^2 \quad \lambda \rightarrow 0 \quad (1.30)$$

Zu beachten ist, dass in Gl. (1.21) die Temperaturskala mit Breitengrad variiert mit $\cos(\xi)^{1/4}$, während der Wert von λ variiert mit $\cos(\xi)^{3/4}$. So haben wir schließlich, nach der Integration über den gesamten Planeten eine durchschnittliche Temperatur von:

$$T_{mittel} = \left(\frac{(1-a)S}{\pi\sigma} \right)^{1/4} \int_0^{\pi/2} \cos(\xi)^{1/4} y_{Mittel}(\lambda(\xi)) \cos(\xi) d\xi \quad (1.31)$$

Für kleine λ könnten wir den Ausdruck aus Gl. (1.30) ersetzen; da wir auf jeden Fall wissen, daß $y_{Mittel} < 1$ für alle Breiten ist, so haben wir eine obere Schranke für die durchschnittliche Temperatur T_{mittel} des gesamten rotierenden Planeten beim Berechnen des numerischen Wertes des $\cos(\xi)^{5/4}$ -Integrals:

$$T_{mittel} < 0,69921 \left(\frac{(1-a)S}{\sigma} \right)^{1/4} \quad (1.32)$$

und es ist anzumerken, dass dieses Grenze etwas mehr als 1 % kleiner als T_{mittel} für den gesamten Planeten nach Gl. 1.22 ist, welche die Konstanten $(1/4)^{1/4} = 0,7071\dots$ hat - anstelle von 0,69921 im äquivalenten Ausdruck.

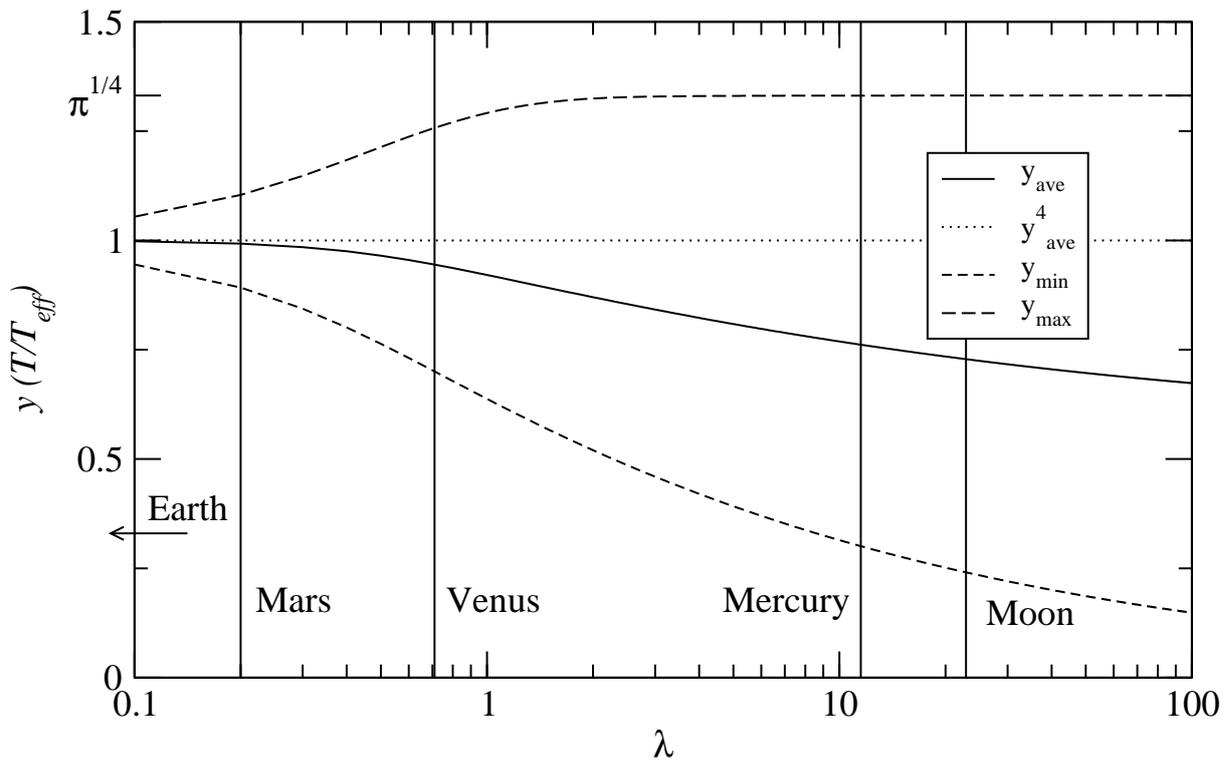


Abbildung 1.2: Durchschnittliche (y_{ave}), minimale (y_{min}) und maximale (y_{max}) Werte der relativen Temperatur y aus der numerisch Integration der Gleichungen für verschiedene Werte von λ . Der numerisch berechnete Mittelwert von y^4 ist auch dargestellt, dieser sollte immer genau 1 sein. Die senkrechten Linien zeigen näherungsweise die λ -Werte in der Äquatorregion einiger terrestrischen Planeten, die ein näherungsweise Bild von deren extremen Temperatur-Profilen ergäben, wenn diese Planeten eine Infrarot-transparente Atmosphäre hätten.

Earth - Erde
 Mercury - Merkur
 Moon - Mond

Also ist die Rotationsrate egal, die Wärmekapazität der Oberfläche ist egal - die durchschnittliche Temperatur des Planeten in diesem rotierenden Beispiel, bei dem nur Strahlungs-Energie fließt und keine absorbierende Schicht in der Atmosphäre existiert, ist immer kleiner als die effektive Strahlungstemperatur. Für sehr langsame Rotation oder geringe Wärmekapazität kann sie signifikant kleiner sein, Kommen die Parameter in die andere Richtung, können sie sehr nah an 1 % kommen (d.h. bis zu 252 K auf einem Planeten wie der Erde).

1.6.3 Model 3: Rotierende Planeten mit variierendem Albedo

Während die Variabilität im Infrarot-Emissionsgrad relativ klein ist an der Oberfläche eines realistischen Planeten, kann die Albedo erheblich von Ort zu Ort differieren. Eines davon betrifft die Berücksichtigung der Wirkung von Eis, wodurch in hohen Breiten mehr von der ankommende Strahlung zurück in den Weltraum reflektiert wird als in äquatorialen Breiten. Welche Auswirkungen hat dies auf die effektive Strahlungstemperatur und die totale Temperatur?

Wir können dieses Modell erhalten durch eine geringfügige Änderung im Modell 2, indem

wir den Wert a vom Breitengrad ξ abhängig machen. Beispielsweise wählen wir $a = \sin^2(\xi)$, so das a 0 ist am Äquator und näherungsweise 1 an den Polen. Dies ändert nichts an den meisten Analysen des vorhergehenden Abschnitts, bei denen wir über die Breitengrade integrieren. Für Gl. (1.22) haben wir jetzt:

$$\begin{aligned} T_{eff}^4 &= \frac{1}{4\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{(1-a)S \cos \xi}{\pi\sigma} \cdot 2\pi \cos \xi d\xi \\ &= \frac{(1-a)S}{\pi\sigma} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos^4 \xi d\xi \\ &= \frac{3S}{16\sigma} \end{aligned} \quad (1.33)$$

Dies bedeutet nur, dass unser \sin^2 -Albedo hat die gleiche Absorbtionswirkung auf die gesamte Strahlung auf den Planeten, als hätte dieser einen einheitlichen Albedo-Wert von $1/4$. Aber die Energie wird anders verteilt, es wird mehr in der Nähe des Äquators absorbiert und weniger in der Nähe der Pole. Dies hat Auswirkungen auf die durchschnittliche Temperatur des ganzen Planeten für die modifizierte Version von Gl. (1.31):

$$T_{mittel} = \left(\frac{S}{\pi\sigma}\right)^{1/4} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos(\xi)^{3/4} y_{Mittel}(\lambda(\xi)) \cos(\xi) d\xi \quad (1.34)$$

welches dann mit dem numerischen Wert für das $\cos^{7/4}$ -Integral zur nachfolgenden Ungleichung führt

$$T_{mittel} < 0,6206 \left(\frac{S}{\sigma}\right)^{1/4} \quad (1.35)$$

Das entspricht etwa 5 % unter der effektiven Temperatur (der numerische Koeffizient ist $(3/16)^{1/4}$ oder 0,6580).

Planet	Solarkonstante (W/m^2)	Albedo	centering		Differenz (K)	λ
			Sonnentage (Erdtage)	T_{eff} (K)		
Merkur	9127	0,12	176	434	?	11
Venus	2615	0,75	117	232	737	505
Erde	1367	0,306	1	255	288	33
Mond	1367	0,11	29,53	270	253	-17
Mars	589	0,25	1,03	210	210	0

Tabelle 1.1: Relevante Parameter für die Planeten (siehe [12]). Das λ für Gl. (1.23) (am Äquator, $\xi = 0$) ist geschätzt aus der thermischen Trägheit, der Sonnentagdauer und anderen Parametern. Es ist besonders klein für die Erde dank ihrer schnellen Rotation und der hohen Wärmekapazität des Wassers, das den größten Teil der Oberfläche bildet.

1.7 Infrarot-Absorption in der Atmosphäre

Die Beispiele für diese einfachen Modelle zeigen, dass der vertikale Energietransport auf einem Planeten mit einer transparenten Atmosphäre die tägliche Temperatur-Kurve nur

glättet, ohne die [den Mittelwert der](#) Oberflächentemperatur über die effektive Strahlungstemperatur zu erhöhen. Das gleiche gilt, wenn wir den horizontalen Transport von Energie durch atmosphärische und ozeanische Zirkulation in größerem Maßstab hinzunehmen, um realistischer zu sein - und natürlich noch realistischeren Mitteln im Bereich der vollständigeren allgemeineren Zirkulationsmodelle [10], das ist aber nicht die Absicht des vorliegenden Papers.

Auf einem Planeten mit erheblichen internen Energiequellen kann die effektive Temperatur des Strahlungs-Gleichgewichts überschritten werden - sogar mit einer transparenten Atmosphäre. Zum Beispiel wenn ein Planet noch seine ursprüngliche Wärme bei seiner Entstehung verliert oder ein aus seiner Sonne entfernter Planet hat einen ausreichend hohen radioaktiven Inhalt oder auf einem Planeten oder Mond sind sehr große Gezeitenkräfte - dann entsteht ein Nettoabfluss von Energie in den Weltraum und vielleicht entsteht dann eine Durchschnittstemperatur über dem Grenzwert. Aber für die terrestrischen Welten unseres Sonnensystems sind diese internen Wärmequellen Tausende mal zu klein, um eine spürbare Wirkung auf die Oberflächentemperatur zu haben.

Und doch ist die beobachtete durchschnittliche Oberflächentemperatur von Erde und Venus deutlich über der effektiven Strahlungstemperatur, die von der ankommenden Sonnenstrahlung bestimmt wird. Dies wird nicht beobachtet für den Mond oder Mars. Was macht Venus und Erde so unterschiedlich zu Mond oder Mars?

Der Netto-Energiefluß wird durch die Strahlung bestimmt, die in den Raum geht und nicht davon, welche die Oberfläche verlässt. Die einzige Möglichkeit für einen Planeten strahlungsmäßig wärmer zu sein als es das ankommende Sonnenlicht erlaubt, ist, daß die verlassende Wärmestrahlung blockiert wird. Das bedeutet, dass eine Schicht über der Oberfläche einen erheblichen Anteil der ausgehenden Infrarot-Strahlung absorbieren oder reflektieren muss. D.h. die Atmosphäre ist nicht transparent für Infrarot.

So wollen wir zu unserem Modell des rotierenden Planeten ein einfaches Modell dieses Blocking-Effekt hinzufügen: ein Bruchteil f (zwischen 0 und 1) der von der Oberfläche abgehenden Strahlung $E_{emittiert}$ wird absorbiert von einer dünnen Schicht der Atmosphäre. Diese Schicht hat eine eigene Temperatur, aber wir machen für die Einfachheit die Annahme, dass die Wärmekapazität von der Atmosphäre so gering ist, dass sie nach wie vor im Wesentlichen strahlungsmäßig bilanziert ist über den Tag - und die spezifischen Temperatur ist irrelevant. Das bedeutet, dass diese Schicht der Atmosphäre kontinuierlich einen Betrag $f \cdot E_{emittiert}$ emittiert, der dem gleich ist, was diese von der Oberfläche absorbiert.

Da die Richtung der thermische Re-Emission zufällig ist, wird die eine Hälfte der Strahlung aus dieser Schicht der Atmosphäre nach oben, und die andere Hälfte nach unten gehen. Angenommen, die Oberfläche absorbiert vollständig und der Rest der Atmosphäre ist transparent, dann ist die insgesamt von der Erde abgehende Strahlung (über der atmosphärischen Schicht):

$$E_{out} = (1 - f)E_{emittiert} + \frac{1}{2}fE_{emittiert} = (1 - f/2)E_{emittiert} \quad (1.36)$$

während die absorbierte Strahlung auf die Oberfläche jetzt ist:

$$E_{absorbiert}(t) = \pi r^2(1 - a_{eff}(t))S(t) + \frac{1}{2}fE_{emittiert} \quad (1.37)$$

Die einfallende Sonnenstrahlung treibt alles - wenn die Solarkonstante S sinkt, dann ändert sich auch alles andere. Aber die Wirkung der absorbierenden Schicht ist für eine bestimmte Temperatur die Verringerung der endgültig abgehenden Energie, so dass sich die Erde erwärmt, bis die Dinge wieder im Gleichgewicht sind.

Mit der Verallgemeinerung der Gl. (1.10) haben wir eine Netto-Energie-Änderung (die errechnet werden kann entweder an der Oberfläche oder über der absorbierenden Schicht der Atmosphäre):

$$\begin{aligned}
 \dot{E}_{\text{Oberfläche}}(t) &= E_{\text{absorbiert}}(t) - E_{\text{emittiert}}(t) \\
 &= \pi r^2(1 - a_{\text{eff}}(t))S(t) + \frac{1}{2}fE_{\text{emittiert}}(t) - 4\pi r^2\sigma\epsilon_{\text{eff}}(t)T_{\text{eff}}(t)^4 \quad (1.38) \\
 &= \pi r^2(1 - a_{\text{eff}}(t))S(t) - 4\pi r^2\sigma\epsilon_{\text{eff}}(t)(1 - f/2)T_{\text{eff}}(t)^4
 \end{aligned}$$

Wir haben dann am Ende im Wesentlichen die gleichen Gleichungen wie im vorigen Abschnitt, zum Beispiel ist Gl. (1.16) die gleiche, nur dass effektiv der Solar-Eingang S und die thermische Trägheit c in den Gleichungen um den Faktor $1/(1 - f/2)$ wachsen.

Das bedeutet, dass die effektive Strahlungs-Temperatur T_{eff} an der Oberfläche in den Gleichungen um den Faktor $(1/(1 - f/2))^{1/4}$ größer ist, oder gleich $2^{1/4}$ für eine vollständig absorbierende Schicht in der Atmosphäre. Der Parameter λ wird dadurch im gleiche Verhältnis reduziert (Das Steigen von S und c kompensieren sich, es bleibt ein $1/T_{\text{eff}}$ Term). So ist Temperatur-Kurve von diesem strahlungsmäßig isoliert Planeten sogar einheitlicher als ohne die isolierende Schicht. Die durchschnittliche Temperatur kann innerhalb einiger Prozen-te auf ein höheres T_{eff} oder gut über den Begrenzungen für einen Planeten mit einer transparenten Atmosphäre kommen.

Eine realistischere Atmosphäre zeichnet sich durch mehr als eine absorbierende Schicht aus (oder eine dicke Schicht mit einer Temperatur-Differenz und begrenzter Leitfähigkeit von unten nach oben), die zu einer weiteren Senkung der abgehenden Wärmestrahlung und erhöhter Oberflächentemperatur führt. Details der Resorption in der realen Atmosphäre hängen auch vom Druck ab, doch das Vorhandensein von Absorption bei allen ist das, was einen Treibhaus-Effekt-Planet qualitativ unterscheidet von einem mit transparenter Atmosphäre und führt zu Oberflächen-Temperaturen, die über das effektive Strahlungs-Limit klettern. [Dabei sind die Strahlungen aus der realistischere Atmosphäre nach oben und unten nicht gleich, wie bei einer sehr dünnen Schicht der Fall ist.](#)

1.8 SCHLUSSFOLGERUNG

Das Statement von Gerlich und Tschuschner [6] „Leider gibt es keine Quelle in der Literatur, die den Treibhauseffekt betrifft, die in Harmonie mit den wissenschaftlichen Standards der theoretischen Physik ist.“ ist eine mehr als extravagante Behauptung. Ich glaube, dass die oben genannte Analyse, perfekt einfach und einschlägig konstruiert innerhalb der theoretischen Physik, die wichtigsten Punkte erklärt. Nämlich die Annahme, dass „eine Atmosphäre, die transparent für sichtbares Licht, aber undurchsichtig für Infrarot-Strahlung ist“ zu „einer Erwärmung der Erdoberfläche“ über die Grenze führt, die vom grundlegenden physikalischen Prinzip der Energieerhaltung für den Fall einer Atmosphäre gesetzt wird, die sowohl im Sichtbaren als auch im Infraroten transparent ist.

Insbesondere hat es sich gezeigt, dass

1. eine durchschnittliche Oberflächentemperatur für einen Planeten sehr gut definiert ist, ob mit oder ohne Rotation, ob mit oder ohne Infrarot-absorbierende Gase.
2. die durchschnittliche Temperatur mathematisch begrenzt wird auf kleiner als die vierte Wurzel der durchschnittlichen vierten Potenz der Temperatur ist und in manchen Fällen (ein Planet mit keiner oder sehr langsamer Rotation und geringer thermischer Trägheit der Oberfläche) sehr viel kleiner sein kann.

3. für einen Planeten ohne Infrarot absorbierende oder reflektierende Schicht über der Oberfläche (und keinem nennenswerten Fluss an inneren Energie) erreicht die vierte Potenz der Oberflächentemperatur immer irgendwann einen Mittelwert, der bestimmt wird durch den ankommenden stellaren Energiefluss, die Reflektivität und dem Emissionsvermögen als relevante Parameter.

4. Der einzige Weg, wie die vierte Potenz der Oberflächentemperatur diese Grenze überschreiten kann, ist eine Atmosphäre, die für Infrarot-Strahlung zumindest teilweise undurchsichtig ist. Dies ist der atmosphärische Treibhauseffekt.

5. Die gemessene durchschnittliche Temperatur der Erdoberfläche liegt ca. 33 Grad Celsius höher als die Grenze, die durch Punkte (2) und (3) gesetzt wird. Daher hat Erde erwie-sermaßen einen Treibhauseffekt von mindestens 33 K.

Die spezifischen Beiträge der einzelnen Gase wie CO₂ zum Treibhauseffekt der Erde sind auch Standard in den Abhandlungen der Literaturstellen [7], [9] und [10].

2 Ebel

2.1 Die Homogene rotierende Kugel – grundlegende Gleichungen

Bei einer atmosphärenlosen Kugel geht die Differenz zwischen absorbierter Solarleistung und abgestrahlter Leistung in die feste Planetenoberfläche (siehe Gleichung (1.17 auf Seite 9) - hier mit r als Zeichen für den Reflexionsfaktor statt a wie in Gleichung (1.17 auf Seite 9)):

$$\begin{aligned} \text{Wärmestrom in die Oberfläche} &= \text{absorbierte Leistung} - \text{abgestrahlte Leistung} \\ \lambda \cdot \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=0} &= (1 - r)S \cdot \cos \xi \cdot \cos(\omega t + \Phi) \cdot W(\omega t + \Phi) - \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4 \end{aligned} \quad (2.1)$$

Entsprechend der Rotationsachse steht die Sonne immer senkrecht über dem Äquator. Dabei soll die Sonne zur Zeit $t = 0$ über dem Längengrad $\Phi = 0$ stehen. Das Produkt der beiden Winkelfunktionen ist der Seitenkosinussatz der sphärischen Trigonometrie [13, S. 173], denn die Hypotenuse ist der Winkelabstand zwischen Sonnenstand und Zenit des bestrahlten Ortes. Der letzte Term ist die Abstrahlung (Planck-Gesetz mit Emissionskoeffizienten ε).

Die verwendeten Formelzeichen haben dabei folgende Bedeutung:

- a : Temperaturleitfähigkeit = $\frac{\lambda}{\rho \cdot c_p} \left[\frac{m}{s^2} \right]$
- b : Wärmeeindringfähigkeit = $\sqrt{\lambda \cdot \rho \cdot c_p}$
z. B. grobkiesig bis Sandstein $\approx (1500 - 1900) \frac{W s^{1/2}}{K m^2}$
- c_p : Wärmekapazität des Oberflächenmaterials
- $K_{P\xi}$: Faktor, der die Form der Tagestemperaturkurve bestimmt
- P : Tagesperiode des Planeten: Erde 24h = 86400s
- r : Reflexionsfaktor: Erde ca. 0.1
- S : Einstrahlung auf den Planeten: Erde ca. $1370 \frac{W}{m^2}$
- T : absolute Temperatur
- t : Zeit
- T_ξ : mittlere Strahlungstemperatur
- $W(\cdot)$: Beleuchtungsfunktion 1 auf der Tagseite, 0 auf der Nachtseite
- x : Tiefekoordinate unter der Oberfläche
- y : normierte Oberflächentemperatur
- ε : Emissionsfaktor z. B. Sand: 0,76 [14], 0,60 - 0,90 [15] $\frac{W}{m K}$
- λ : Wärmeleitfähigkeit
- Φ : geographische Länge
- ρ : Stoffdichte
- σ : Stefan-Boltzmann-Konstante = $5,67 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4}$

- τ_S : Strahlungszeitkonstante = $b^2/(4\sigma^2 \varepsilon^2)$
 grobkiesig bis Sandstein $\approx (2, 15 - 7, 78) 10^{20} K^6 s$ [18, S. 145]
 ξ : geographische Breite
 Δ : Laplace-Operator, verwendet in der Wärmeleitungsgleichung

Ohne Verlust der Allgemeinheit wird im Weiteren zweckmäßig $\Phi = -\pi/2$ gewählt. Wegen der Kugelgestalt durchlaufen alle Längengrade den gleichen Tag-Nacht-Zyklus (zeitversetzt).

Die Gleichung (2.1 auf der vorherigen Seite) reicht noch nicht zur Bestimmung der Oberflächentemperatur, es wird noch die Wärmeausbreitung mit der Fourierschen Wärmeleitungsgleichung gebraucht:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \Delta T \quad (2.2)$$

Wegen des Zweck der Berechnung der Oberflächentemperatur reicht hier die eindimensionale Wärmeleitungsgleichung¹⁾ [13, S. 587]. (In [13] ist für a die Wurzel des hier verwendeten a benutzt):

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad \Leftrightarrow \quad \frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (2.3)$$

Wegen der zweiten Ableitung nach dem Ort sind auch zwei Ortsabhängigkeiten als Anfangs- bzw. Randbedingungen anzugeben, z. B. Temperatur und Wärmestrom an der Oberfläche. Eine Bedingung ist Gleichung (2.1 auf der vorherigen Seite) und die zweite Bedingung ist die Periodizitätsbedingung.

Von Interesse ist die zeitliche Entwicklung der Oberflächentemperatur. Dazu wird zuerst die Gleichung (2.1 auf der vorherigen Seite) durch λ dividiert:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{(1-r)S \cdot \cos \xi \cdot \sin(\omega t) \cdot W(\omega t)}{\lambda} - \frac{\varepsilon \cdot \sigma}{\lambda} \cdot T^4 \quad (2.4)$$

Wird Gleichung (2.4) in Gleichung (2.3) eingesetzt, ist nach x zu differenzieren - aber nur der Anteil, der sich tatsächlich ins Oberflächenmaterial fortsetzt. Gleichung (2.4) besteht aus zwei Termen:

1. der absorbierten Solarstrahlung
2. der emittierten Strahlung entsprechend der Oberflächentemperatur

Der erste Term existiert nur außerhalb des Oberflächenmaterials (als Randbedingung), während der Temperaturterm an der Oberfläche und im Oberflächenmaterial existiert – die Oberflächentemperatur ist die Randbedingung. Deshalb ist auch nur der zweite Term zu differenzieren. Entsprechen der Wärmestromrichtung und der benutzten x -Richtung ist das Vorzeichen umzudrehen:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 4 \frac{\varepsilon \cdot \sigma}{\lambda} \cdot T^3 \frac{\partial T}{\partial x} \quad (2.5)$$

In Gleichung (2.5) ist Gleichung (2.4) einsetzen:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 4 \frac{\varepsilon \cdot \sigma}{\lambda} \cdot T^3 \cdot \left[\frac{(1-r)S \cdot \cos \xi \cdot \sin(\omega t) \cdot W(\omega t)}{\lambda} - \frac{\varepsilon \cdot \sigma}{\lambda} \cdot T^4 \right] \quad (2.6)$$

1) Eindimensional, weil in Richtungen parallel zur Oberfläche der gleiche Temperaturverlauf ist.

2.1 Die Homogene rotierende Kugel – grundlegende Gleichungen

Mit der Gleichung (2.6 auf der vorherigen Seite) und Gleichung (2.3 auf der vorherigen Seite) entsteht eine Dgl. für die Oberflächentemperatur (bei $x = 0$):

$$\begin{aligned} \frac{1}{a} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} &= 4 \frac{\varepsilon \cdot \sigma}{\lambda} \cdot T^3 \cdot \left[\frac{(1-r)S \cdot \cos \xi \cdot \sin(\omega t) \cdot W(\omega t)}{\lambda} - \frac{\varepsilon \cdot \sigma}{\lambda} \cdot T^4 \right] \\ \frac{\partial T}{\partial t} &= 4a \left(\frac{\varepsilon \cdot \sigma}{\lambda} \right)^2 \cdot T^3 \cdot \left[\frac{(1-r)S \cdot \cos \xi \cdot \sin(\omega t) \cdot W(\omega t)}{\varepsilon \cdot \sigma} - T^4 \right] \end{aligned} \quad (2.7)$$

Wird noch a eingesetzt und $\lambda \cdot \rho \cdot c_p$ zu b^2 zusammengefaßt, so wird daraus:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \left(\frac{2 \cdot \varepsilon \cdot \sigma}{b} \right)^2 \cdot T^3 \cdot \left[\frac{(1-r)S \cdot \cos \xi \cdot \sin(\omega t) \cdot W(\omega t)}{\varepsilon \cdot \sigma} - T^4 \right] \quad (2.8)$$

Die zeitunabhängigen Konstanten werden zu einer zweckmäßigen Strahlungstemperatur zusammengefaßt und einer Strahlungszeitkonstante τ_S zusammengefaßt:

$$T_\xi^4 = \frac{(1-r)S \cdot \cos \xi}{\pi \cdot \varepsilon \cdot \sigma} \quad \tau_S = \left(\frac{b}{2 \cdot \varepsilon \cdot \sigma} \right)^2 \quad (2.9)$$

Aus Gleichung (2.8) und Gleichung (2.9) entsteht:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{T^3}{\tau_S} \cdot [\pi \cdot T_\xi^4 \cdot \sin(\omega t) \cdot W(\omega t) - T^4] \quad (2.10)$$

Für numerische Rechnungen wird die Gleichung (2.10) durch ω dividiert und normiert mit:

$$\begin{aligned} \omega t &= \varphi \\ T &= y \cdot T_\xi \end{aligned} \quad (2.11)$$

Damit entsteht nach Ausklammern und Kürzen folgende Gleichung:

$$\frac{\partial y}{\partial \varphi} = \frac{T_\xi^6}{\omega \tau_S} \cdot y^3 \cdot [\pi \cdot \sin(\varphi) \cdot W(\varphi) - y^4] \quad (2.12)$$

Alle Größen, die den Tagesverlauf der Temperatur (Plantensystem und Breite) beeinflussen, sind damit in dem linken Bruch auf der rechten Seite zusammengefaßt. Dieser Bruch soll im Weiteren als Konstante $K_{P\xi}$ verwendet werden, die auch vollständig mit den Eingangsgrößen angegeben wird ($P =$ Tagesdauer):

$$K_{P\xi} = \frac{T_\xi^6}{\omega \cdot \tau_S} = \sqrt{\frac{4 \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot (1-r)^3 \cdot S^3 \cdot P^2 \cdot \cos^3 \xi}{\pi^5 \cdot b^4}} \quad (2.13)$$

Damit nimmt Gleichung (2.12) eine relativ einfache Form an:

$$\frac{\partial y}{\partial \varphi} = K_{P\xi} \cdot y^3 \cdot [\pi \cdot \sin(\varphi) \cdot W(\varphi) - y^4] \quad (2.14)$$

Für die Nacht kann die Dgl. kürzer geschrieben werden und allgemein gelöst werden mit y_A als Anfangstemperatur am Abend:

$$\begin{aligned} \frac{\partial y}{\partial \varphi} &= -K_{P\xi} \cdot y^7 \\ y &= \frac{y_A}{\sqrt[6]{1 + 6 \cdot K_{P\xi} \cdot y_A^6 \cdot \varphi}} \end{aligned} \quad (2.15)$$

Da die normierte Zeitdauer der Nacht gleich π ist, ist die Temperatur y_M am Morgen:

$$y_M = \frac{y_A}{\sqrt[6]{1 + 6 \cdot \pi \cdot K_{P\xi} \cdot y_A^6}} \quad (2.16)$$

Für die Gleichung (2.14 auf der vorherigen Seite) ist dem Autor für die Tagzeit keine geschlossene Lösung bekannt. Deshalb sollte diese Dgl. numerisch gelöst werden. Für die periodische Lösung muß dabei bei jeder Periode die Endtemperatur gleich der Anfangstemperatur sein. Damit sind keine weiteren Konstanten frei wählbar. Die Lösungen für verschiedene Formfaktoren sind in Bild 2.1 dargestellt - zusammen mit der arithmetischen Mittelwert über den Tag.

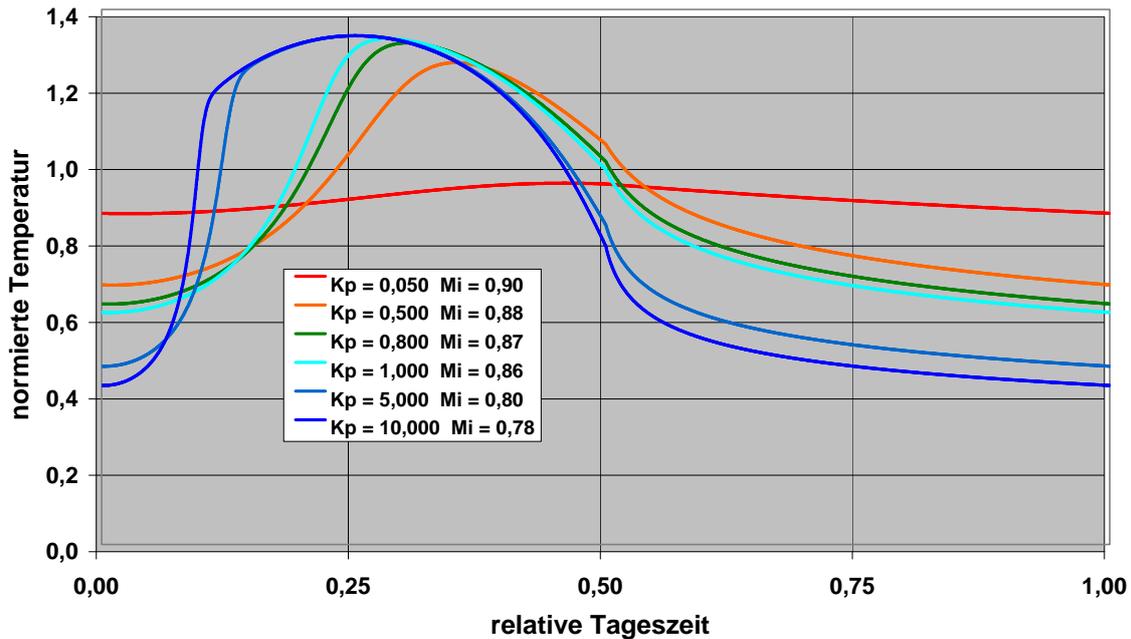


Abbildung 2.1: normierter Verlauf und normierter Mittelwert der Temperatur an der Oberfläche mit dem Formfaktor als Parameter.

3 Rabett

Titel des Papers von Rabett u.a.: **Irrige Argumente und schlechte Physik - oder: Wie Gerlich und Tscheuschner in ihrem Papier “Falsifikation des atmosphärischen CO₂-Treibhauseffekts im Rahmen der Physik“ irren [2]**

In diesem Abschnitt wird wiederholt die Abkürzung GCM benutzt - sie bedeutet auf deutsch: Globale Zirkulations-Modelle.

von: E. Rabett und den Hasen (Hinzufügen oder Entfernen Ihres Namens hier) Joel D. Shore, Arthur S. Smith

Zusammenfassung: Ralf Gerhard Gerlich und Tscheuschner haben der Aussage auf die Existenz eines atmosphärischen Treibhauseffekt widersprochen auf Grundlage ihrer Anwendungen physikalischen Prinzipien. Hier zeigen wir, dass sie Unrecht haben. Ihre wichtigsten Fehler gehören zu Clausius Erklärung des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik, indem sie den Wärme-Prozess teilen und nicht den gesamten Prozess betrachten und eine Null Wärmekapazität für die Erde annehmen. Dies ermöglicht es ihnen, zu behaupten, dass es keinen atmosphärischen Treibhauseffekt gäbe, da die Strahlungswärmetragung aus der kälteren Atmosphäre auf die wärmere Oberfläche verboten sei und beachten den größeren Transfer in die andere Richtung nicht, der zu dem gesamten Prozess gehört. Außerdem ignorieren sie sowohl die Wärmekapazität der Oberfläche als auch der Atmosphäre, sie behaupten, dass das Strahlungsgleichgewicht eine kühle Oberfläche von 100 K oder mehr in der Nacht erfordert – eine offensichtliche Absurdität, die durch eine unphysikalische Annahme entsteht. Dieser Kommentar konzentriert sich auf die beiden wichtigsten Punkte, weist aber auch auf eine Reihe weiterer Fehler, Auslassungen, Missverständnisse und Belanglosigkeiten von Gerlich und Tscheuschner.

3.1 Einführung

Gerlich und Tscheuschner (2009 im weiteren genannt GT09) haben eine Polemik im International Journal of Modern Physics B, voller Fehler, Belanglosigkeiten und Anklage publiziert. Das ist lange bekannt aus ihren arXiv-Versionen und auch widerlegt (Smith, 2008 [1]) – es ist schwierig zu verstehen, wie ihre Arbeit in einer angesehenen Zeitschrift erscheinen konnte, aber die jüngste Geschichte hat gezeigt, dass solche Paper gelegentlich veröffentlicht werden, wenn Redakteure und Reviewer mit dem dem zugrunde liegende Wissen nicht vertraut sind oder selbst Außenseiter im Hinblick auf den Bereich sind, den das Paper betrifft. Dies ist häufig dann der Fall, wenn Know-how in einem Bereich generalisiert wird zu Arroganz in einem anderen. Eine Widerlegung ist erforderlich, damit niemand in die Irre geführt wird.

Dieser Kommentar wird deutlich große Fehler in einfacher Physik zeigen, die Gerlich und Tscheuschner machen, damit ist ihr gesamtes Paper irrelevant. Ergänzendes Material befasst sich mit den Fehlern des Papers im Detail. Etwa die ersten zwanzig Seiten von GT09 sollen zeigen, dass sich der Treibhauseffekt von den physikalischen Prozessen in einem Glas-Gewächshaus unterscheidet, eine bekannte Tatsache, die wahrscheinlich in allen Einleitungen zur Atmosphärenwissenschaft und natürlich auch in vielen populären Ausstel-

lungen der den Treibhauseffekt genannt wird (vgl. z. B. http://en.wikipedia.org/wiki/Greenhouse_effect [Zugriff 30. März 2009]). Ein kurzer Absatz hätte genügt. Prägnant Gewächshäuser wirken durch die Beschränkung des passiven Fluss von Wärmeenergie durch Konvektion, der Treibhauseffekt wirkt durch Fluß von thermischer Energie in den Weltraum durch Strahlung. In beiden Fällen ist die Behinderung des Energiefluss nach außen Ursache der Erwärmung, so dass die Analogie nicht so unerheblich ist, wie GT09 behaupten, aber es ist dennoch ein wichtiger (und auch verstandener) Mechanismen, der dazu führt, dass die Behinderungen unterschiedlich sind.

Eine sorgfältige Lektüre des Restes der Arbeit zeigt, dass es nur zwei physikalisch begründete Kritiken am Treibhauseffekt in GT09 gibt, die eingebettet in eine Vielzahl von Meinungen und schlecht erklärten Gemeinplätzen.

Gerlich und Tscheuschner behaupten, dass Clausius' Erklärung des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik die Übertragung von Wärme von einer kalten Umgebung an eine warme Oberfläche verbieten würden. Ihre gesamte Argumentation, die 90 Seiten lang ist, stützt sich auf diese Behauptung. Wie im Folgenden deutlich gemacht wird, erfordert der zweite Hauptsatz die Berücksichtigung aller Wärmeströme in einem Prozess, d.h. man muss gleichzeitig auch den größeren Transport von Wärmeenergie von der Oberfläche in die Atmosphäre betrachten. GT09 tun das nicht und irren dadurch. Wird der Gesamtprozeß betrachtet, gibt es keinen Widerspruch. Clausius' Erklärung darf auch nicht auf Temperatur-Änderungen angewandt werden, die aus einer Veränderung der System-Eigenschaften wie z. B. dem Hinzufügen von Glas zu einem Gewächshaus oder dem Hinzufügen von Infrarot-absorbierenden Gasen in die Atmosphäre.

Die Grundgleichungen des Strahlungstransports beinhalten schon den Zweiten Hauptsatz der Thermodynamik über das Kirchoff'sche Gesetz, das sich direkt aus dem Zweiten Hauptsatz ergibt. Wenn die Gleichungen numerisch gelöst werden, erfüllen sie zwangsläufig den zweiten Hauptsatz. Dies gilt gleichermaßen sowohl für einfache Modelle als auch ausführliche von Line-by-line Berechnungen. Alle zeigen, dass die Anwesenheit von Treibhausgasen in der Atmosphäre zu einer wärmeren Oberfläche führt als bei ihrer Abwesenheit.

Im Weiteren folgen wir der Kritik von Arthur Smith (2008) bezüglich einer früheren Version von GT09 (Gerlich und Tscheuschner, 2007) und betrachten eine ungleichmäßige Verteilung der Temperatur auf der Oberfläche eines Planeten. Es wird gezeigt, dass, wenn dies getan wird, Gerlich und Tscheuschner ein absurdes Ergebnis erhalten mit der sehr unphysikalischen Annahme, dass jeder Teil der Erdoberfläche sofort gekühlt oder erwärmt wird, damit an jedem Ort ein Gleichgewicht zur Sonneneinstrahlung ist und vernachlässigen damit der thermischen Trägheit der Ozeane, der Atmosphäre und des Bodens und alle anderen wärmeübertragenden Prozesse innerhalb der Atmosphäre und Oberfläche. Wäre dies der Fall würde in der Nacht die Temperatur alle Teile der Erde sofort auf fast den absoluten Nullpunkt fallen und die Diskrepanz zwischen dem Erde beobachteten Durchschnitt und der durchschnittliche Temperatur auf dieser hypothetischen Erde wäre sehr groß – über 100 K. Es ist gezeigt, dass ein Temperatur-Modell mit einheitlicher Oberfläche eine realistische Grenze für den Treibhauseffekt gibt, die gewöhnlich mit 33 K angegeben wird. Dieser Wert ist eine untere Schranke für die Stärke des Treibhauseffekts und sogar Gerlich und Tscheuschner erhalten dieses Ergebnis für ihren unphysikalischen Fall.

Allein diese beiden Punkte machen das gesamte Paper von Gerlich und Tscheuschner ungültig und zeigen zugleich, dass der Strahlungs-Treibhauseffekt die Oberflächentemperatur der Erde erheblich erhöht. Darüber hinaus wird Lesern mit grundlegenden Verständnis von Physik und Klima nicht geholfen, aber Sie amüsieren sich über die reiche Fülle von Nebensächlichkeiten, Fehlern, Mängeln an Verständnis und erheblichen Versäumnissen, die Gerlich und Tscheuschner angesammelt haben. In der Vergangenheit wurden solche Paper

einfach ignoriert von professionellen Physikern. Heute jedoch – auch wenn solch ein Paper in relativ bescheidenen Zeitschriften erscheint, wie die International Journal of Modern Physics B – kann solch ein Paper für politische Zwecke verwendet werden und findet schnell seinen Weg in die breite Öffentlichkeit. Wenn eine solche Veröffentlichung auf schlechter Physik beruht, kann dies Naive irreführen und damit zu Hunger führen. Dass alles macht eine Antwort notwendig.

Der Abschnitt 3.2 auf Seite 27 unten verwendet die Argumente von [16] zum zweiten Hauptsatz der Thermodynamik, insbesondere zur Widerlegung von [6, Abschnitt 3.9]. Als Teil davon werden in Abschnitt 3.3 auf Seite 33 einfache Modelle vorgestellt und anschließend wird gezeigt, daß Gerlich und Tschuschner ein nichtphysikalisches Bild des Wärmestroms auf einem rotierenden Planeten erfanden [6, Abschnitt 3.7].

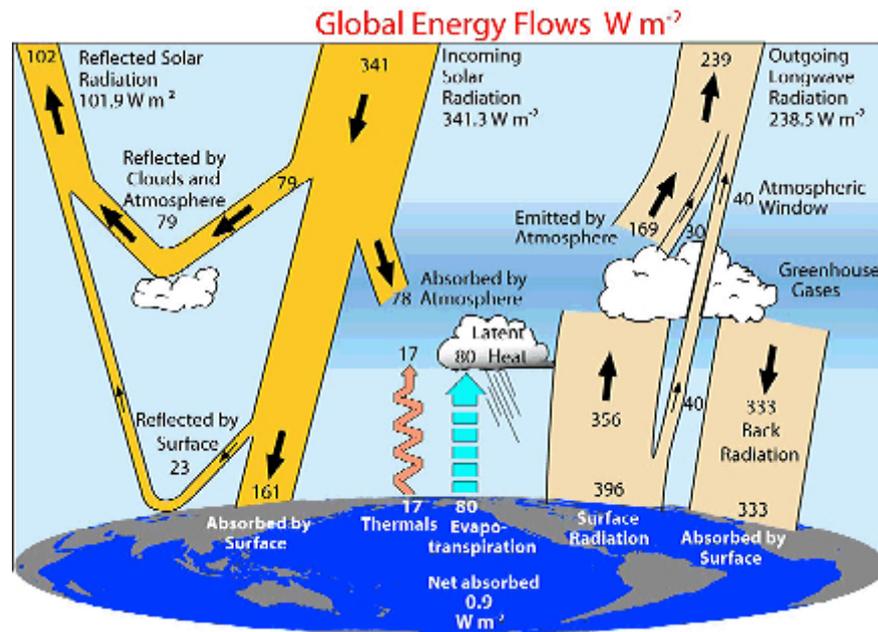


Abbildung 3.1: Energieflüsse in der Atmosphäre, nach Kiehl und Trenberth

Ein Großteil des Übrigen in GT09 ist einfach streitlustig und irrelevant. Ein humoristisches Beispiel ist die Verunglimpfung eines einfachen Netto-Energiefluss-Diagramms für die Erde, weil diese Diagramme (S. 322ff - Zitat):

- (1) den Strahlungsintensitäten, die natürlichste Auslegung der Pfeile, die in Abb. 23 dargestellt sind, nicht adäquat sind, was bereits in den Abschnitten 2.1.2 und 2.1.5 dargelegt wurde;
- (2) keine quellenfreie Flüsse repräsentieren können, d.h. eine divergenzfreie Vektorfelder in drei Dimensionen, da eine verschwindende dreidimensionale Divergenz noch erlaubt, dass ein Teil des Feldes seitwärts geht;
- (3) nicht in den Rahmen der Feynman-Diagramme passen, die mathematische Ausdrücke darstellen, die in der Quantenfeldtheorie klar definiert sind.
- (4) nicht in die Standard-Sprache passen, in der System-Theorie oder System-Engineering.

Es ist schwer zu entscheiden, welche dieser vier Punkte am Absurdesten ist. Barmherzig wären (1) und (2) nur nörglerisch zu nennen, und verlangt eine vollständige Vektordarstellung der Wärme-/Energie Flüsse in einer schematischen Darstellung. Gerlich und

Tscheuschner freuen sich möglicherweise, da sie wissen, dass die Winkelabhängigkeit der Wärmeflüsse in der Strahlungsübertragung und in den globalen Zirkulationsmodellen benutzt wird. Bild 3.1 auf der vorherigen Seite ist keine Darstellung eines GCM, sondern eine Illustration des vertikalen Flusses der thermischen Energie von der Sonne, von der Oberfläche und in die Atmosphäre. Wichtig ist: jeder der Energieflüsse ist mit den experimentell gemessenen globalen Durchschnitten angegeben.

(3) und (4) sind einfach lächerlich. Hinsichtlich (3), warum sollten Repräsentationen des gesamten Flusses thermischer Energie ein Feynman-Diagramm sein? Schlimmer noch, wie sollte ein solches Feynman-Diagramm konstruiert werden? (4) entspricht technischer Darstellung. Außerdem verwenden die Autoren in ihren Standard-Darstellungen von Wärmekraftmaschinen (Abb. 31 und 32 in GT09 und Bild 3.3 auf Seite 28) die gleiche Art von Pfeilen.

Danken wir doch den Autoren den Vorteil des Zweifels, bieten sie doch ein äußerst witziges anschauliches Beispiel für falsch angewandte Physik. Sie diskutieren über Experimente, wie sie von einer von Physik besessenen Hausfrau auch durchgeführt werden könnten [6, Abschnitt 3.8.3]:

In Sec. 3.3.5 wurde gezeigt, wie einfach es ist, die Hypothesen des atmosphärischen Treibhauseffekt zu widerlegen, nämlich durch die Beobachtung eines Wasser-Topfes auf dem Herd: Wenn kein Wasser eingefüllt ist wird der Boden des Topfes bald rot. Mit Wasser gefüllt ist allerdings der Boden des Topfes deutlich kälter.

Insbesondere kann dieses Experiment auf ein Glas-Keramik-Herd durchgeführt werden. Die Rolle der Sonne als Heizelement wird von den elektrischen Heizdrähten oder durch Infrarot-Halogen-Lampen übernommen. Glas-Keramik hat einen sehr geringen Wärmeleitungskoeffizienten, lässt aber sehr gut Infrarot-Strahlung passieren. Das DiWasserstoff monoxid [= Wasser] in den Topf, spielt nicht nur die Rolle des "Treibhausgases" gut, sondern realisiert auch eine sehr dichte Phase eines solchen magischen Stoffes, der Infrarot sehr gut absorbiert. Dennoch gibt es keine zusätzlichen "Rückerwärmungs"-Effekt der Boden des Topfes. Im Gegenteil, der Boden wird kälter.

Dieses ist wieder ein Beispiel wie in GT09 Teilprozesse ignoriert werden, ein Vorgehen, das schon oben angesprochen wurde. Hier wird die strahlungslose Energie-Übertragung ignoriert, in diesem Fall in erster Linie der sehr große latente Wärmestrom durch Verdunstung des Wassers im Topf. Nach genau dem gleichen Prinzip wird sowohl im Glas-Gewächshaus als auch beim Treibhauseffekt selbst, ein großer Wärmestrom entnommen, zum Beispiel, indem das Wasser kocht, wird die Oberfläche erwärmt.

Weniger amüsant sind dagegen die beleidigend Angriffe von Gerlich und Tscheuschner auf andere. Der vielleicht Wichtigste davon ist der auf Stephan Bakan und Ehrhard Raschke für die Verwendung von Bild 3.2 auf der nächsten Seite (Abb. 13 in GT09)

Laut Gerlich und Tscheuschner ist das wissenschaftliche Fehlverhalten von Bakan und Raschke, daß sie die Größen so skalierten, daß die ankommende Solarstrahlung und die abgehenden terrestrischen Strahlung mit gleichgroße Flächen dargestellt werden. Unter Bezugnahme auf Bild 3.1 auf der vorherigen Seite, ist die abgehende terrestrische Strahlung am oberen Rand der Atmosphäre im Durchschnitt 239 W/m^2 , welcher bilanziert mit dem Wert der solaren Energie, der in der Atmosphäre und an der Oberfläche absorbiert wird. GT09 kommt in etwa auf den gleichen Wert. Mit anderen Worten, Bakan und Raschke nahmen die beobachteten Energiebilanz für die Konstruktion ihrer Abbildung zur Kenntnis. Gerlich

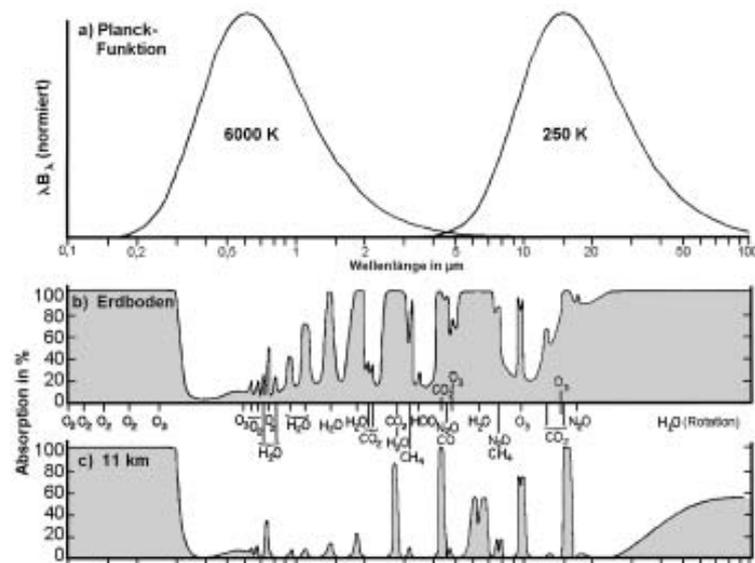


Abbildung 3.2: **Originaltext Bakan:** Spektrum der als Schwarzkörper idealisierten solaren (6000 K) und terrestrischen (255 K) Wärmestrahlung (a), aufgetragen über der logarithmischen Wellenlängenskala von 0,1 bis 100 μm . Das Produkt aus Wellenlänge und Strahlendichte auf der Ordinate stellt sicher, dass gleiche Flächen gleichen Energiemengen entsprechen. Die Bildabschnitte b und c darunter zeigen schematisch das Transmissionsvermögen zwischen dem Oberrand der wolkenfreien Atmosphäre und dem Boden (b) bzw. 11 km Höhe (c). Die „Spurengase“ Wasserdampf, Kohlendioxid, Ozon, Distickstoffoxid und Methan stellen die wesentlichen natürlichen Treibhausgase dar. (nach: GOODY und YUNG 1995)

Kommentar G & T: Abbildung 13 ist ein unverschämtes Bild, da es physikalisch irreführend ist. Die Unverschämtheit wird nicht im Auge des Betrachters bleiben, wenn dieser einen Blick auf die undurchsichtige Skalierungsfaktoren wirft, die bereits von Bakan und Raschke in undokumentierter Art und Weise in ihrem Paper über den sogenannten natürliche Treibhauseffekt verwenden [16]. Das ist wissenschaftliche Fehlverhalten wie das fehlende Zitat. Bakan und Raschke haben dieses Bild aus [17] entnommen, wo die Skalierungsfaktoren, die von größter Bedeutung für die gesamte Diskussion sind, nicht behandelt werden. Dies ist so gut wie wissenschaftliches Fehlverhalten.

und Tscheuschner sind nicht nur irreführend, sondern sogar in diesem Punkt falsch und eine Beleidigung für Bakan und Raschke.

3.2 Der Treibhauseffekt und der Zweite Hauptsatz der Thermodynamik

Gerlich und Tscheuschner (2009) machen grundlegende Fehler in ihrer Argumentation über die Thermodynamik des Treibhauseffekt, die sehr aufschlussreich sind. Sie berufen sich Clausius' klassische Erklärung des Zweiten Hauptsatz der Thermodynamik, der aussagt, dass kein Prozess möglich ist, dessen einziges Ergebnis die Übertragung von Wärme von einem kühleren auf einen wärmeren Körper ohne Eingabe von Arbeit ist und behaupten, dass thermische Strahlungsenergie aus der kalten Atmosphäre nicht zur wärmeren Oberfläche kommen kann (vor allem Abschnitt 3.9 von GT09).

Wenn wir folgen, wie sich die Energie bewegt zwischen der Sonne, der Erde und dem Weltall, so ist der Entropieanstieg bei jedem Schritt dieses Prozesses einfach und klar und die Netto-Wärme fließt immer von wärmer nach kälter, wie es sein muß. Die Schätzung des Treibhauseffekts kontrastiert die Fälle, wenn es keine Atmosphäre gäbe oder wenn eine Atmosphäre ohne Treibhausgas wäre zu den Fällen, wo unterschiedliche Mengen an Treibhausgasen vorhanden sind. Die Temperatur zwischen den verschiedenen Instanzen des Systems ergeben sich aus Veränderungen im thermischen Energiefluß, aber die Netto-Ströme bleiben immer von wärmer nach kälter und genügen immer den zweiten Hauptsatz.

Ob mit Vereinfachungen, um das Wesentliche der Situation darzustellen oder komplexe Strahlungsübergangsmodelle verwendet werden, in allen Fällen werden Oberflächentemperaturen gefunden, die für höhere Treibhausgaskonzentrationen höher sind.

Es ist wichtig die Einwände von Gerlich und Tschuschner zu verstehen. Eine klare Aussage findet sich in Abb. 32 auf Seite 340 (Bild 3.3 hier).

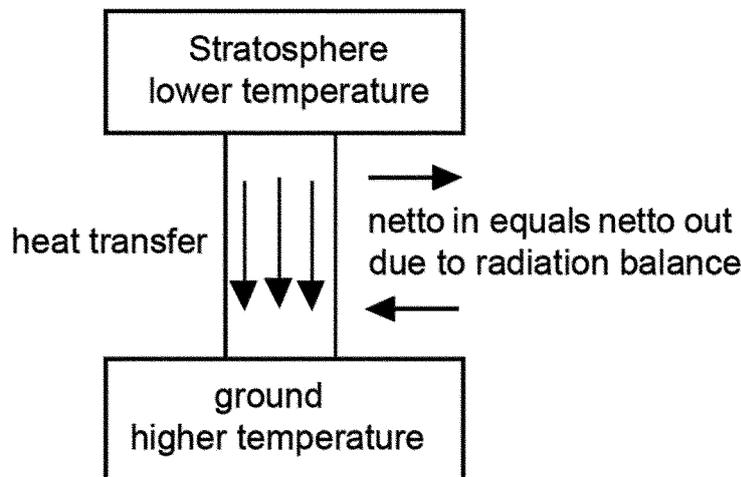


Abbildung 3.3: Abb. 32 in GT09: Eine Maschine, die Wärme-Übertragung von einem Reservoir niedriger Temperatur (z. B. die Stratosphäre) auf ein Reservoir hoher Temperatur (z. B. Atmosphäre) ohne Aufwendung externe Arbeit macht, kann nicht bestehen - auch wenn sie strahlungsmäßig an ein Umfeld angeschlossen ist, mit denen sie strahlungsmäßig ausgewogen ist. In modernen Klimamodellen wird eine solche Variante des Perpetuum mobile der zweiten Art angenommen.

Ihr Blick auf den zweiten Hauptsatz ist klar und eindeutig falsch. Die einfachste Erklärung, warum er falsch ist, ist, dass sich die Clausius-Aussage auf einen vollständigen Prozess bezieht, nicht auf einen Teil davon. Mit ihrer isolierten Betrachtung von der kalten Atmosphäre auf die wärmere Oberfläche vernachlässigen sie die Wärmeübertragung in umgekehrter Richtung¹⁾. Nachstehend wird die Strahlungsübertragung unter Anwendung vereinfachter Beispiele diskutiert, um zu verstehen, daß die Beschreibung des Treibhauseffekts als ein Ergebnis der Grundlagenforschung der Physik im Einklang mit allen Hauptsätzen der Thermodynamik ist und um zu zeigen, wie GT09 sich irrt.

1) Bei der kühleren Atmosphäre ist es so: Ein Volumenelement der Atmosphäre, das Strahlung zur Erdoberfläche emittiert, absorbiert auch zwangsläufig Strahlung von der Erdoberfläche. Da die Temperatur der Erdoberfläche höher ist als die Temperatur des Volumenelements, ist auch die Intensität der Strahlung zum Volumenelement höher als umgekehrt. Das gilt für jede Wellenlänge separat, denn bei Gasen sind die Absorptionseigenschaften stark wellenlängenabhängig.

3.2 Der Treibhauseffekt und der Zweite Hauptsatz der Thermodynamik

Es scheint zu Verwirrung darüber zu geben, ob sich die Clausius-Aussage auf einen Netto-Wärme-Strom oder einfach auf alle Ströme von Wärme bezieht. Qualitativ kann man ein einfaches Argument über den Austausch von Wärmeenergie zwischen zwei Körpern machen: Es seien zwei perfekt absorbierende Platten in einem Vakuum bei Temperaturen T_A und T_B mit $T_A > T_B$. Wenn B allein wäre, wird er thermische Energie mit einem Wert abstrahlen, der durch das Stefan-Boltzmann-Gesetz gegeben ist. Wenn sich die Aussage von Clausius auf jeden Wärmestrom beziehen würde, dann müßte – wenn sich beide Platten gegenüber stehen – die Strahlung von B stoppen auf dem Weg zu A, denn wenn sie nicht stoppt würde Wärme zwischen einem Körper niedriger Temperatur auf eine Stelle übertragen, bei der eine höhere Temperatur ist. Das ist natürlich absurd. Die Fähigkeit einer Platte zu strahlen hängt nicht von der Anwesenheit einer anderen Platte ab, die die emittierte Strahlung absorbiert. Weiter ist es nicht erforderlich den Wärme-Übertragungs-Mechanismus auf Strahlung zu reduzieren, die gleiche Argument gilt auch, wenn Energie durch molekulare Bewegung oder Elektronen übertragen wird. Die Aussage von Clausius muss eindeutig nur den Netto-Wärme-Fluß betreffen und man muss alle Wärmeströme bei der Anwendung des zweiten Hauptsatzes berücksichtigen und nicht nur ausgewählte Flüsse in Isolation von den anderen.

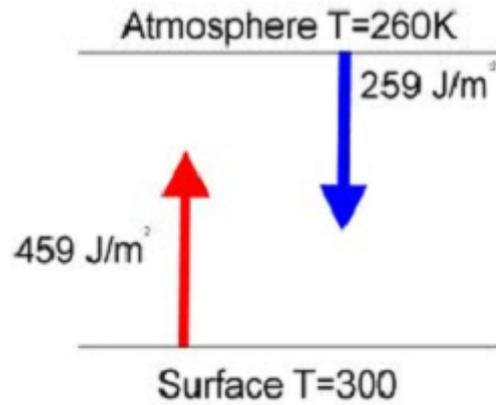
Mit ihrem Bild 32 (hier Bild 3.3 auf der vorherigen Seite) und an anderen Orten in GT09, wiederholen Gerlich und Tschuschner die Anwendung des zweiten Hauptsatz auf den isolierten Wärmestrom zwischen der Atmosphäre und der Oberfläche und kommen daraus zu dem Schluss, dass der Treibhauseffekt unmöglich ist, denn es wäre ein Perpetuum Mobile zweiter Art. Wir haben gezeigt, dass es sich um ein bizarres Argument und damit der grundlegenden Teil ihrer Thesen falsch ist.

Man kann dies quantitativ in vereinfachter Art und Weise mit einem idealisierten Beispiel zeigen. Auch hier nutzen wir die zwei endlose, flache und parallelen Platten. In diesem Fall werden wir diese beiden Platten als unendliche Wärmesenken betrachten. Um sinnvoll zu argumentieren habe Oberfläche A eine Temperatur von 300 K, Oberfläche B habe eine Temperatur von 260 K, die Temperaturen entsprechen etwa der Temperatur der Oberfläche und der Temperatur in der Höhe der Atmosphäre, wo die Treibhausgase in den Weltraum strahlen. Mit dem Stefan-Boltzmann-Hauptsatz können wir die thermische Energie und Entropie des Austauschs zwischen den beiden Platten berechnen, wie in Bild 3.4 auf der nächsten Seite gezeigt, die ähnlich ist der in GT09, mit der Ausnahme, daß die Wärme-Übertragung in beide Richtungen erfolgt, was, wie bereits erwähnt, immer der Fall sein muss.

Da nur Wärme übertragen wird bleibt die Energie erhalten und die Netto-Zunahme der Entropie des gesamten Systems ist positiv, wie das der zweite Hauptsatz fordert, aber ebenso deutlich ist, daß der kältere Körper thermische Energie abstrahlt, die der wärmere Körper absorbiert. Das Argument der GT09, die nur einen Teil des Prozesses betrachten ist unphysikalisch und falsch. Die Clausius-Aussage ist eine Aussage über den kompletten Prozess, nicht das, was bei einem einzelnen Schritte passiert. Das Beispiel macht deutlich, dass es einen Austausch von Wärme durch Strahlung zwischen der kalten und der warmen Oberfläche gibt. Ein solcher Austausch tritt auf, weil die Netto-Änderung der Entropie positiv ist.

In dem idealisierten Beispiel waren die Platten als unendlich angenommen.

Wenn sie begrenzt wären, würden sie schließlich eine gemeinsame Temperatur erreichen, jedoch würde das Argument für den Prozess im Wesentlichen das selbe sein mit den geringfügigen Änderungen, um die sich ändernden Temperaturen der Platten zu erklären. Der Punkt in Bezug auf GT09 sind nicht die Einzelheiten des Verfahrens, sondern die Tatsache, dass es zu ständigen Wärmeaustausch gibt: von der kühleren zur wärmeren Platte, sowie einen größeren von der wärmeren zur kühleren.

**First Law**

$$\begin{aligned}\Delta Q_A &= \Delta Q_{AB} + \Delta Q_{BA} = -459 + 259 \text{ J/m}^2 \\ \Delta Q_B &= \Delta Q_{BA} + \Delta Q_{AB} = -259 + 459 \text{ J/m}^2 \\ \Delta Q &= \Delta Q_A + \Delta Q_B = 0\end{aligned}$$

Second Law

$$\begin{aligned}\Delta S_A &= \Delta Q_A / T_A = -200 \text{ J/m}^2 / 300 \text{ K} = -0.66 \text{ J/K-m}^2 \\ \Delta S_B &= \Delta Q_B / T_B = +200 \text{ J/m}^2 / 260 \text{ K} = 0.77 \text{ J/K-m}^2 \\ \Delta S &= \Delta S_A + \Delta S_B = +0.11 \text{ J/K-m}^2\end{aligned}$$

Abbildung 3.4: Strahlungswärmestrom zwischen zwei parallelen Platten
 First Law: erster Hauptsatz der Thermodynamik
 Second Law: zweiter Hauptsatz der Thermodynamik

3.2.1 Erweiterung des einfachen Beispiels

Diese einfachen Beispiele können erweitert werden. Wir betrachten einen kugelförmigen Körper, dessen Temperatur sei T . Darum seien zwei konzentrischen Schalen A und B angeordnet, jeder infinitesimal größer als die andere. Umgeben sei dies alles von einem leeren Raum auf dem absoluten Nullpunkt. Der Einfachheit halber wird alles als perfekter Schwarzkörper behandelt.

Zuerst entfernen wir Schale B. Im Gleichgewicht muß die Größe der thermischen Strahlungsenergie aus Schale A genau so groß sein, wie die ankommende Energie es ist²⁾:

$$\sigma T^4 - 2\sigma T_A^4 = 0 \quad \Rightarrow \quad T_A = \frac{T}{2^{1/4}} \approx 0,84 T \quad (3.1)$$

Nun fügen wir Schale B wieder ein. Die Gleichgewichts-Bedingungen für beide Schalen sind

$$\text{Schale A:} \quad \sigma T^4 + \sigma T_B^4 - 2\sigma T_A^4 = 0 \quad (3.2)$$

$$\text{Schale B:} \quad \sigma T^4 - 2\sigma T_B^4 = 0 \quad (3.3)$$

die gelöst werden können und führen zu

2) Das ist auch das Prinzip der Meßscheibe in dem Strahlungsmeßgerät Pyrgeometer.

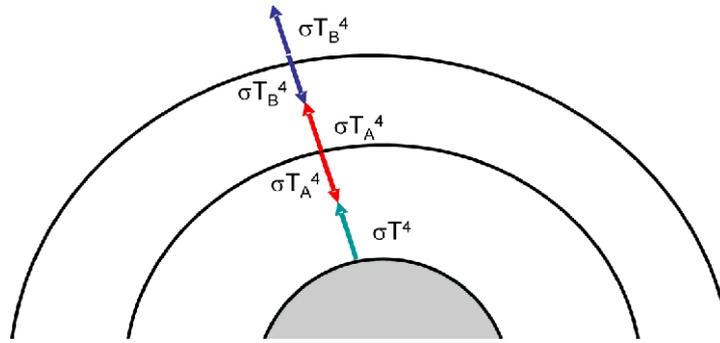


Abbildung 3.5: Ein sphärischer Schwarzkörperstrahler mit der Temperatur T ist umgeben von zwei Schalen, eine mit der Temperatur T_A und die andere in der äußeren Randlage mit der Temperatur T_B . Die Pfeile repräsentieren die Energieflüsse zwischen den Schalen. Um ihre Temperaturen zu behalten, müssen die Flüsse von Strahlungsenergie zu und von den Schalen bilanzieren.

$$T_A = (2/3)^{1/4} T \approx 0,90T \quad (3.4)$$

$$T_B = (1/3)^{1/4} T \approx 0,76T \quad (3.5)$$

Die Netto-Energie-Fluß von A nach B ist $(1/3)\sigma T^4$. Die Annahmen, dass die Schalen perfekte Schwarzkörper sind und daß die Radien der Schalen nur unwesentlich größer sind als der Radius der Kugel können gelockert werden – das erfordert aber mehr Aufwand bei der Lösung.

So ist nach Hinzufügen von Schale B die Temperatur von Schale A höher als sie es in der Abwesenheit von Schale B ist ($\sim 0,90T$ anstatt $\sim 0,84T$). Außerdem hat Schale B eine niedrigere Temperatur als Schale A. Das ist genau die Situation, von der Gerlich und Tscheuschner behaupten, sie würde gegen den Zweiten Hauptsatz der Thermodynamik verstoßen, daß heißt wir erwärmen ein Objekt (Schale A) auf eine höhere Temperatur als sie es bei Abwesenheit der “Gegen-Strahlung“ eines kühleren Objektes ist (Schale B).

Wie man sehen kann, geht der Netto-Wärme-Fluss von Schale A zur B und damit wird der 2. Hauptsatz tatsächlich nicht verletzt, wie es auch bei dem System Erde / Atmosphäre zutrifft, wo der Netto-Fluss der Wärme von der Erdoberfläche in die Atmosphäre geht und dennoch führt die Präsenz der IR-absorbierenden Atmosphäre zu einer wärmeren Oberfläche als sie es ohne Treibhausgase wäre.

Alle Objekte mit einer Temperatur emittieren Energie entsprechend dem Planckschen Strahlungsgesetz. Es hat sich gezeigt, daß alle Objekte mit unterschiedlichen Temperaturen, die nahe beieinander angeordnet sind, sich einander kontinuierlich Energie zustrahlen müssen wobei auch kühlere Körper Energie zu wärmeren strahlen müssen. Gerlich und Tscheuschner (2009) sind der Meinung, dass diese Tatsache ein Widerspruch zur Thermodynamik wäre. Vorstehend haben wir mit dem vielleicht einfachsten Beispiel gezeigt, daß das falsch ist. Die gleiche Logik kann auf eine vereinfachte Atmosphäre angewandt werden, die durch eine Reihe von Schwarzkörper-Schichten vertreten werden, die Energie in alle Richtungen strahlen.

Dies ist nicht zu weit weg von dem, wie der reale Strahlungstransport wirkt, mit dem Vorbehalt, dass hier nur zwei “graue“ Schichten berücksichtigt werden. Der Einfachheit halber nehmen wir an, dass die atmosphärischen Schichten undurchsichtig für Infrarot-Strahlung sind und absorbieren alle terrestrische IR-Strahlung und emittieren wie ein Schwarzkörperstrahler entsprechend ihren Temperaturen. Diese vereinfachte Atmosphäre sei

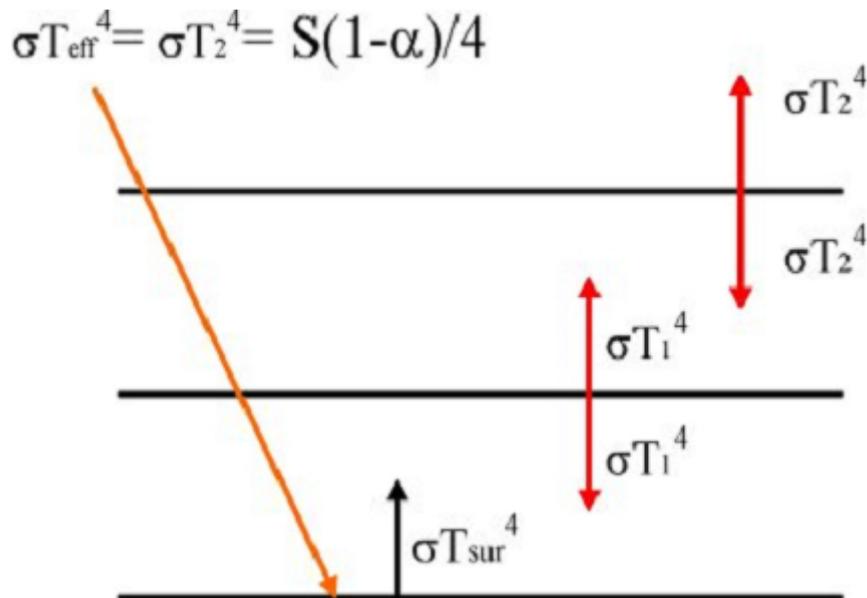


Abbildung 3.6: Ein einfaches zweistufiges Modell für die Atmosphäre mit Treibhausgasen. Die effektive Temperatur am oberen Rand der Atmosphäre wird durch die Notwendigkeit der Abwägung der dabei die Sonnenstrahlung mit den ausgehenden IR-Strahlung. Damit stellt sich die Temperatur der Oberfläche, wie unten

auch vollständig transparent für ankommende Sonnenstrahlung. Eine Atmosphäre mit einer großen Infrarot-optische Tiefe kann mit zwei Schichten approximiert werden, die in 0,5 und 2 km Höhe zentriert sind (Goody und Walker 1972). Der Rechnungsgang ist ähnlich wie oben, mit dem Unterschied, dass die “Oberfläche“ nun strahlungsmäßig von der Sonne erhitzt wird.

In diesem Modell entspricht der Wert der Strahlung, der von der Oberfläche absorbiert wird, dem Solar-Fluss in W/m^2 an der Oberseite der Atmosphäre, S , weniger dem in den Weltraum reflektierten Anteil, das Albedo a , geteilt durch 4, wegen der Tatsache, dass die Erde kugelförmig ist (für Details siehe zum Beispiel, beigefügte Referenzen). Unter der Annahme, dass das System in Strahlungs-Gleichgewicht ist, emittiert die oberste Schicht (Layer 2) IR-Strahlung, die der Sonneneinstrahlung an der Oberfläche entspricht. In diesem vereinfachten Modell, ist die Temperatur der zweiten Schicht die effektive Temperatur der Erde vom Weltraum aus beobachtet. Im Folgenden werden wir prüfen, was passiert, bei einem noch komplizierteren Modell für eine sich drehende Erde, wieder kommen wir zu unterschiedlichen Schlussfolgerungen als Gerlich und Tschuschner und wieder ist darauf hinzuweisen, warum ihre Schlussfolgerungen ein Irrtum sind. Im Gleichgewicht muss jede Ebene die gleiche Menge an Strahlung absorbieren und emittieren. Dies führt zu drei einfachen Gleichungen

$$\text{An der Oberfläche:} \quad S(1 - \alpha)/4 + \sigma T_1^4 = \sigma T_{\text{Boden}}^4 \quad (3.6)$$

$$\text{Bei Schicht 1:} \quad \sigma T_2^4 + \sigma T_{\text{Boden}}^4 = 2\sigma T_1^4 \quad (3.7)$$

$$\text{Bei Schicht 2:} \quad \sigma T_1^4 = 2\sigma T_2^4 \quad (3.8)$$

Beginnend mit den beobachteten Solar-Fluss an der Spitze der Atmosphäre, $1364 \text{ W}/\text{m}^2$, können wir das lösen mit

$$T_2 = 255 \text{ K}$$

$$T_1 = 303 \text{ K}$$

$$T_{Boden} = 335 \text{ K}$$

T_{Boden} ist in diesem einfachen Modell zu hoch, wegen der Annahme, dass nur Strahlung das atmosphärische thermische Gleichgewicht bestimmt. In Wirklichkeit entfernen die Verdunstung von Wasser von der Oberfläche und Kondensation in der Atmosphäre, die latenten und sensiblen Wärmeflüsse erhebliche Mengen an Energie von der Oberfläche. Global entfernt der Jahresmittelwert dieser Terme rund 100 W/m^2 Energie von der Oberfläche in die Atmosphäre (Trenberth et al., 2009). Konvektion spielt auch eine Rolle. Unter Berücksichtigung dieser Tatsache, wäre T_{Boden} nahe der beobachteten 288 K .

3.3 Ein rotierender Planet

Auf Seite 65 ihres Papers, [JDS1] kontrastieren Gerlich und Tscheuschner zwei Methoden zur Berechnung der Temperatur für einen hypothetischen Planeten, die sie nennen T_{eff} und T_{phys} .

Die Grundlage für beide Zahlen ist eine Betrachtung der Solarenergie, die die Kugel des Planeten erreicht. Dies ist in deren Abschnitt 3.7.4 beschrieben. Die Emission der Sonne kann als 5780 K -Schwarzkörpers betrachtet werden. Skaliert für die Distanz zwischen Sonne und Erde ist die Sonneneinstrahlung 1369 W/m^2 über der Atmosphäre.

3.3.1 Temperaturen für eine Welt, die solare Strahlung

Gerlich und Tscheuschner betrachten den Wert der Energie, die jeden Punkt der Erdsphäre erreicht. Dieser ist Null auf der Nachtseite und auf der Tagseite ist er skaliert mit dem Kosinus des Winkels mit dem das Licht die verschiedenen Regionen erreicht. Dadurch würde sich der durchschnittliche solare Fluss an der Oberfläche auf $\sim 340 \text{ W/m}^2$ reduzieren. Die Energie muss mit $0,7$ skaliert werden, um die reflektierte Energiemenge zu entfernen. (Die Erde hat eine Albedo, oder Reflektivität von etwa 0.3). An der Oberfläche ist der Mittelwert des Solarflusses $\sim 240 \text{ W/m}^2$.

Wenn jeder Punkt auf der Oberfläche die gleiche Temperatur T_{eff} hat, dann ist T_{eff} leicht zu finden, durch die Bedingung, dass alle Solarenergie, die an der Oberfläche absorbiert wurde, als Schwarzkörperstrahlung entfernt wird.

Gerlich und Tscheuschner bevorzugen ein Modell, bei dem davon ausgegangen wird, daß jeder Punkt auf dem Globus im Gleichgewicht ist mit der örtlichen Solarstrahlung an diesem Punkt. Dies entspricht einem Planeten ohne Drehung und ohne Wärmetransport über die Oberfläche und einem einheitlichen Albedo. Dieses Modell ist absurd, vor allem deshalb, weil es die Wärmekapazität der Oberfläche, die Atmosphäre (über welches sie ein großes Getue zu Beginn ihres Papiers gemacht haben) und vor allem die Ozeane vernachlässigt. In der Nacht kühlt kein Teil der Erde irgendwo ab in die Nähe des absoluten Temperatur-Nullpunktes, welches ein lokales radiatives Gleichgewicht an den Polen während der langen Nächte impliziert.

GT09 nehmen dann einen Durchschnitt für die Temperatur für diesen hypothetischen und unphysikalischen Planeten; ironischerweise nennen sie diese die physikalische durchschnittliche Temperatur T_{phys} .

T_{eff} und T_{phys} entsprechen den beiden Extremen einer einheitlichen Temperaturen über den Globus und haben die Temperaturen an jedem Punkt nur abhängig vom momentanen solaren Eintrag.

Vergleicht man Gleichungen 81 und 83 in GT09, lässt sich feststellen, dass

$$T_{eff} = 1.25 \cdot \sqrt{2} \cdot T_{phys} = ((1 - \alpha)S/(4\sigma))^{0.25} \quad (3.9)$$

S ist die Solarkonstante (1369) und α ist die Albedo (0.3). Bei Einsetzen der Zahlen, erhält man $T_{phys} = 144\text{ K}$ (-129°C) und $T_{eff} = 255\text{ K}$ (-18°C). Diese Werte sind von Gerlich und Tscheuschner in deren Tabelle 12.

In der Praxis wird natürlich die Verteilung der Temperatur über den Planeten zwischen diesen beiden Extremen sein. Wenn die konventionelle durchschnittliche Temperatur bestimmt wird durch die Integration der realen Temperaturen über den Globus, sollte der Wert T_{Mittel} zwischen T_{phys} und T_{eff} sein.

Von dem ersten Hauptsatz, ist die Energie-Emissionen die gleiche, egal wie die Temperaturen verteilt sind. Daraus folgt, dass die vierte Potenz der Temperatur, integriert über den Globus eine Invariante sein sollte, da diese proportional zur Energie ist. Dies ist der Grund, warum T_{eff} in der Praxis eine nützlichere Größe ist als T_{phys} . In jedem Fall muß jede natürliche effektive Temperatur kleiner als T_{eff} sein.

3.3.2 Die Auswirkungen einer Atmosphäre

Diese Werte können nur im Zusammenhang mit der Oberfläche stehen, wenn dort keine Atmosphäre und kein Treibhauseffekt ist, so dass die Oberflächenstrahlung gleich der Strahlung des Planeten ist. Wenn dort eine Atmosphäre ist, die die Oberflächenstrahlung absorbiert, dann wird diese Atmosphäre von der Oberfläche erwärmt werden und wird kühler als die Oberfläche wie im vorherigen Abschnitt gezeigt. Der größte Teil der Strahlung, die in den Weltraum entweicht, wird von der Atmosphäre emittiert und das muss zum Solar-Eintrag passen. Die Oberfläche muß wärmer als die Atmosphäre sein entsprechend dem zweiten Hauptsatz, denn die Oberfläche erwärmt die Atmosphäre.

T_{Mittel} entspricht einer Ebene in der oberen Atmosphäre, wo die meiste Energie in den Weltraum entweicht, und die durchschnittliche Oberflächentemperatur T_{Boden} muss etwas wärmer als diese sein.

Wenn man in der Praxis die Temperaturen auf der Oberfläche der Erde integriert, erhält man etwa 15°C . Diese Temperatur ist in der Tat viel größer als die -18°C von T_{eff} – und dies ist der Treibhauseffekt, der Unterschied zwischen den Oberflächen-Temperaturen unterhalb der Atmosphäre, und der effektiven Temperatur für die Strahlung, die in den Weltraum entweicht. Arthur Smith (2008) hat diese Fragen anspruchsvoller und mathematisch komplexer behandelt und kommt auf das gleiche Ergebnis wie hier.

Gerlich und Tscheuschner zeigen, wie die Temperaturen über der Erde-Oberfläche zu integrieren sind und sie bemerken richtig, dass der Wert durch die Integration sollte kleiner als T_{eff} sein um den Solar-Eintrag zu bilanzieren.

Es ist vollständig anzumerken, dass eine tatsächliche Integration über die Oberfläche einen Wert ergibt, der wesentlich größer als T_{eff} ist. Der Grund für diesen Unterschied ist der Treibhauseffekt.

Das ist ein bisschen wie mit einer Decke in einer kalten Nacht. Sie enden wärmer als wenn Sie ohne eine Decke wären, aber nicht, weil die Decke eine Energiequelle zum Heizen ist. In der Tat, Sie sind die Energiequelle zur Heizung der Decke, und das bedeutet Sie müssen wärmer sein als die Decke.

Gerlich und Tscheuschner machen diesen elementaren Fehler in ihrem Abschnitt 3.9, wo sie den Treibhauseffekt als einen Verstoß gegen den zweiten Hauptsatz beschreiben. In der Tat, der zweite Hauptsatz erfordert, dass die Oberfläche eines Planeten eine höhere Temperatur hat, wenn er eine Atmosphäre hat, die von der Oberfläche erwärmt wird.

3.3.3 Das Beispiel des Mondes

Der Mond ist ein gutes Beispiel für den Gegensatz zur Erde. Es dreht sich sehr viel langsamer und hat daher eine Temperaturverteilung, die zu den Ansätzen von Gerlich und Tschuschner passen, die diese zur Ableitung ihrer " T_{phys} " verwenden. Jeder Punkt auf der Mond-Oberfläche ist ziemlich nah am Strahlungsgleichgewicht mit dem Solar-Eintrag an diesem Punkt.

Der Mond hat eine Albedo von etwa 0.12. Es absorbiert daher mehr der ankommenden Solarenergie als die Erde. Mit der Solarkonstante von 1369 W/m^2 , ist die absorbierte Strahlung von der Sonne an der Oberfläche etwa 1205 W/m^2 . T_{eff} ist daher für den Mond $(1205/(4\sigma))^{0,25} = 270 \text{ K}$ oder -3°C . Dies wäre die Temperatur, wenn die Solarenergie gleichmäßig verteilt über den Mond wieder abgestrahlt werden würde. Aber direkt in der Sonne wird die Temperatur $(1205/\sigma)^{0,25} = 382 \text{ K}$ oder 109°C . Das Albedo ist nicht einheitlich. In jenen besonders dunklen Flecken steigt die Temperatur sogar um bis $(1369/\sigma)^{0,25} = 394 \text{ K}$ oder 121°C . Auf der Nachtseite jedoch fallen die Temperaturen zum absoluten Nullpunkt. Beachten Sie aber, dass bei Temperaturabfall auch die Rate der Emission von Energie fällt³⁾. Deshalb dauert es lange, bis die Temperatur auf Null fällt. Von daher wäre eher zu sagen, dass Temperaturen weit genug fallen sollte, damit die Emission von Energie klein wird.

Jetzt betrachten wir die Daten des Mondes von <http://www.solarviews.com/eng/moon.htm>

Die durchschnittliche Tagestemperatur ist 107°C . Die maximale Tagestemperatur beträgt 123°C . Diese ist in der Nähe der theoretischen Erwartung, innerhalb von ein paar Prozent.

Die mittlere Nachttemperatur beträgt -153°C . Dies ist etwa 120 K und die Abstrahlung ist etwas weniger als 12 W/m^2 . Das ist weniger als $1 / 100$ der Solarkonstante, so dass die Temperatur in der Tat sehr nahe auf Null gefallen ist, wenn man die Strahlungsenergie als Grundlage für den Vergleich benutzt.

Es wird keine durchschnittliche Temperatur angegeben, aber sie ist ungefähr die Mitte zwischen der mittleren Tag- und Nachttemperatur. Dies ist -23°C und, wie zu erwarten, ist sie irgendwo zwischen T_{phys} (-120°C) und T_{eff} (-3°C). Aber sie ist näher an T_{eff} , denn es ist die kühle Seite des Mondes, die sich am stärksten, in absoluten Temperatur, von dem unphysikalischen Extrem unterscheidet, das die Basis von Gerlich und Tschuschners T_{phys} ist.

Zum Glück haben wir auf der Erde eine Atmosphäre, die von der Oberfläche erwärmt wird. Durch die grundlegende Thermodynamik ist die durchschnittliche Oberflächentemperatur der Erde somit wesentlich wärmer als unserer atmosphärenloser Mond, wo die Oberflächenstrahlung direkt in den Weltraum entweicht.

Mit oder ohne Berücksichtigung von Konvektion oder latenter Wärme, die verbunden ist mit der Kondensation von Wasserdampf, ist der klare Effekt der Atmosphäre, daß die Oberflächentemperatur viel höher ist als die effektive Temperatur, mit der sie zum Weltall ausstrahlt. Diese Schichten stellen einen weiteren Aspekt zur Lieferung von Energie an der Oberfläche dar, die nun nicht nur durch die Sonne erwärmt wird, sondern auch durch die Abwärts-Emission von terrestrischer Strahlung aus der Atmosphäre. Dieser Term ist größer als die ankommende Solareinstrahlung an der Oberfläche mit einem Faktor von rund zwei bezüglich des globalen Mittelwertes. Das Meiste dieser terrestrischen Strahlung stammt aus der unteren Atmosphäre, wo der Wasserdampf sehr umfangreich ist. Wie nachfolgend gezeigt wird erweist sich das Spektrum der Abwärtsstrahlung, das direkt gemessen wird, wieder als gegensätzlich zu den Behauptungen von GT09.

In diesem Spektrum, aufgenommen an den Polen, sieht man den Einfluss von Wasserdampf

3) Siehe Abschnitt 2 auf Seite 19

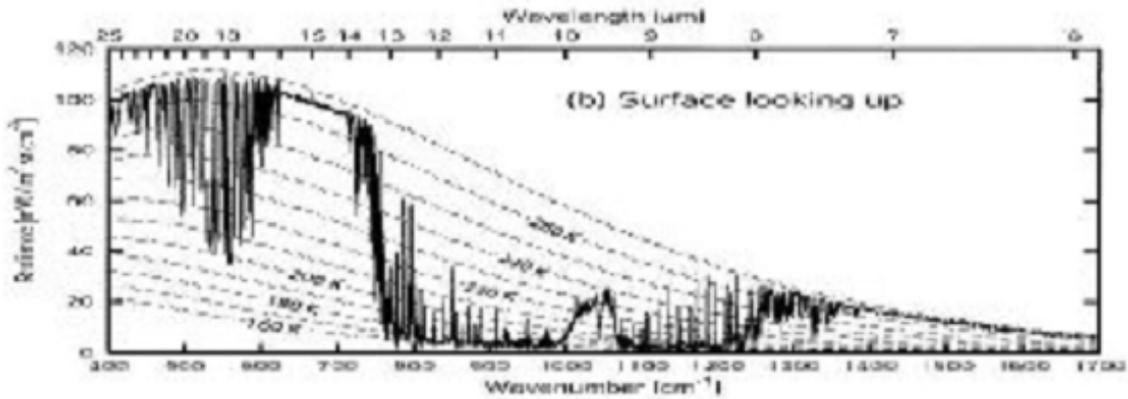


Abbildung 3.7: IR-Spektrum, beobachtet von der Oberfläche am Nordpol. Beachten Sie die Emission von Wasserdampf unter 800 cm^{-1} , von CO_2 zwischen 800 und 950 cm^{-1} und von Ozon bei $\sim 1100\text{ cm}^{-1}$. Die scharfen Linien stammen gänzlich vom Wasserdampf.

als scharfe Linien, vor allem auf der linken Seite (dem niederfrequenten Ende), von CO_2 zwischen 600 und 800 cm^{-1} und von Ozon bei etwa 1100 cm^{-1} .

Unter normalen Bedingungen, stammt das Meiste der ausgehenden langwelligen Strahlung in der Troposphäre aus Höhen, die viel kälter als die Oberfläche sind. Auch dies wurde direkt aus dem Weltraum gemessen.

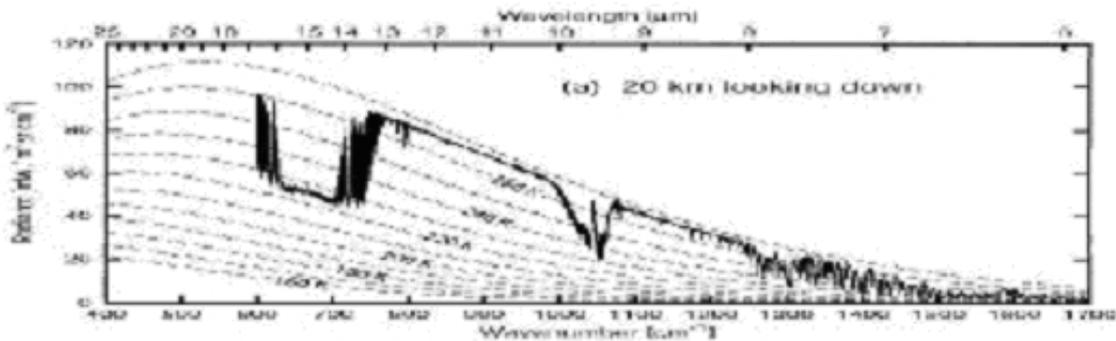


Abbildung 3.8: IR-Spektrum, beobachtet aus einer Höhe von 20 km über dem Nordpol. Dieses Diagramm macht klar, wie die CO_2 -Emission im Vibrationsband zwischen 600 und 700 cm^{-1} , und von Ozon bei $\sim 1100\text{ cm}^{-1}$ blockiert wird. Die scharfen Dips auf der linken Seite stammen vom Wasserdampf

Wenn mehr Treibhausgase in die Atmosphäre sind, kann Energie nur aus Lagen strahlen, die höher sind als vorher, der Zufluss von Energie auf die Oberfläche wird dann größer als der ausgehende langwellige Strahlungsfluss an der Spitze der Atmosphäre. Die Erwärmung durch den Treibhauseffekt ist somit (Hansen et al. 1981),

$$T_{\text{Boden}} = T_{\text{eff}} + \Gamma \cdot H \tag{3.10}$$

wobei Gamma (Γ) der Temperaturgradient und H die Höhe über der Oberfläche ist⁴). Auf

4) Der Temperaturgradient Γ wird nicht durch die Strahlungseigenschaften der Gase bestimmt, sondern durch andere Gaseigenschaften (Adiabatik, Kondensation usw.). Die Höhe H ist etwa die Tropopausenhöhe, die in den letzten Jahrzehnten meßbar gestiegen ist.

diese Weise behindert eine erhöhte atmosphärische CO_2 -Konzentration den Abgang der thermischen Strahlung und die Oberflächen-Temperatur des Planeten kann nur steigen. Diese Situation ist in Bild 3.9 dargestellt.

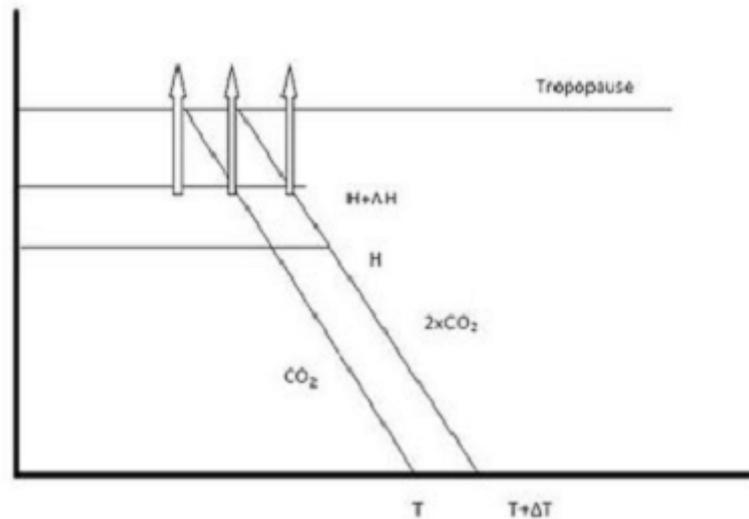


Abbildung 3.9: Das Schema zeigt, wie eine Erwärmung der Oberfläche durch den Treibhauseffekt die Ebene ansteigen lässt, ab welcher die Atmosphäre Strahlung direkt in den Weltraum emittiert.

Gerlich und Tscheuschner (2009) schließen korrekt, dass dieser Treibhauseffekt-Mechanismus anders ist als der Treibhauseffekt-Mechanismus im Gewächshaus, in dem die Konvektion eingeschränkt ist⁵⁾, aber dies ist ein Strohhalm, ein Strohhalm, der sich über 20 Seiten in GT09 erstreckt. Keine ernsthafte Erklärung des Treibhauseffekts kann die Rolle der Strahlung vernachlässigen und wie sie behindert wird mit erhöhter Infrarot-Dichtigkeit. Auf der Erde ist die Absorption und Rückstrahlung von Infrarot-Energie der Grund, warum die tatsächliche Temperatur viel höher ist als die effektive Temperatur. Jedoch ist die Streuung von Infrarot-Licht nicht nur für die Erdatmosphäre signifikant, sie auch in anderen Fällen Tatsache wie auf der Venus oder vergangene Bedingungen auf dem Mars (z. B. Forget und Pierrehumbert 1997).

Gerlich und Tscheuschner (2009) schließen korrekt, dass die stärkste Infrarot-Absorption durch Wasserdampf erfolgt, weil aber CO_2 nur in einem kleinen Teil des gesamten Infrarot-Spektrum absorbiert, werde sein Ansteigen des Partialdrucks nur wenig Wirkung zeigen. Diese Behauptung ist sehr irreführend, speziell, wenn man wenig Fachkenntnisse vom Infrarot-Spektrum der beiden Moleküle hat. Es gibt physikalisch keine Bedeutung im Vergleich der CO_2 -Absorption zum "gesamten Infrarot-Spektrum", da die Grenzen zwischen Infrarot- und anderen Bereichen des elektromagnetischen Spektrums willkürlich sind⁶⁾. Wichtig ist, dass das CO_2 sehr stark in der Nähe des Emissionsgipfels bei den Erdtemperaturen absorbiert und dies macht die Atmosphäre völlig undurchsichtig zwischen 14 und $16 \mu\text{m}$ und teilweise wird noch in einiger Entfernung an den Flanken absorbiert (Petty 2006)⁷⁾. Wenn das CO_2 in

- 5) Im Gewächshaus herrscht auch Konvektion - genau wie die Konvektion in der Atmosphäre bis zur Tropopause. Das »Gewächshaus« Erde hat als Dach die Stratosphäre. Eingeschränkt beim Gartengewächshaus ist nur die Konvektion mit der Umgebung, die bei der Erde die Stratosphäre bzw. der Weltraum ist.
- 6) Dazu kommt etwas ganz Wesentliches: Verantwortlich für die Höhe der Tropopause (wichtig für die Größe des Treibhauseffektes – siehe Gleichung (3.10 auf der vorherigen Seite)) – ist die Höhe der Tropopause als Folge der Strahlungsbilanz in der Stratosphäre. Und in der Stratosphäre ist kaum noch Wasserdampf.
- 7) Diese unzureichende Verständnis des Mechanismus des Treibhauseffekt macht es Skeptikern immer wieder

der Atmosphäre ansteigt, wird es immer noch signifikante Absorption abseits vom Linienzentrum in den Flanken des Absorptionsbereiches geben. Dies ist ein Bereich des Spektrums wo Wasserdampf ein schwacher Absorber ist und außerdem ist die Atmosphäre in den kühleren, höheren Lagen, wo sich das Strahlungsgleichgewicht einstellt, trockener und damit wird der CO_2 -Anteil am Treibhauseffekt nicht vom Wasserdampf überdeckt.

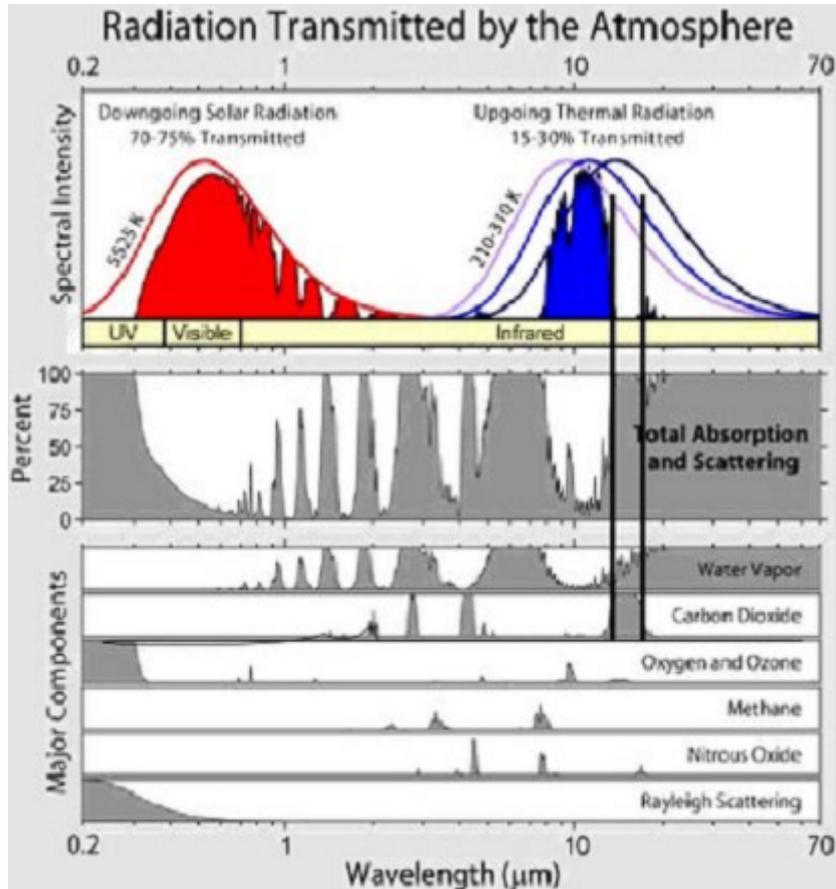


Abbildung 3.10: Die oberste Box zeigt die Solar-Intensität an der Oberfläche und die Emission von IR-Strahlung von der Oberfläche. Niedrige Auflösung von Absorption und Streuung verschiedener Treibhausgase werden in den unteren Boxen gezeigt. Das blaue Spektrum in der obersten Box zeigt das “atmosphärische Fenster“, in dem die IR-Strahlung von der Oberfläche direkt in den Weltraum entkommen kann. Der Absorptionsbereich des CO_2 wird von den beiden vertikalen Linien begrenzt.

Von den 33 K Treibhauseffekt infolge der geringen Infrarot-Durchlässigkeit, werden rund 50% vom Wasserdampf, 25% von Wolken, 20% vom CO_2 und die restlichen 5% von anderen, nicht-kondensierbaren Treibhausgasen wie Ozon, Methan und Distickstoffoxid (Kiehl und Trenberth 1997) verursacht. Obwohl dies oft zu populären Aussagen wie “Wasser ist das wichtigste Treibhausgas“ führt, ist ein vollständigeres Bild, dass diese Gase, die unter

leicht, von einer Sättigung zu sprechen. Richtig ist vielmehr, daß die Stratosphäre für den Treibhauseffekt bestimmend ist und die Dicke der Stratosphäre von der mittleren Absorptionslänge bestimmt wird. Steigt die Konzentration der Treibhausgase, steigt dementsprechend die Höhe der Tropopause auch durch die Verkürzung der Absorptionslänge in den zentralen Bereichen. Außerdem ist die Absorptionslänge in der Troposphäre relativ unwichtig: dort wo starke Absorption vorliegt herrscht auch starke Emission – absorbierte Strahlung wird fast vollständig durch neu emittierte Strahlung ersetzt.

den gegenwärtigen Temperaturverhältnissen der Erde nicht aus der Atmosphäre kondensieren (einschließlich CO₂, Ozon, Methan) die Rahmenbedingungen für die Unterstützung der kondensierbaren Stoffe (Wasserdampf und Wolken) bilden. Wenn das CO₂ und andere nicht-kondensierbare Gase aus der Atmosphäre entfernt würden, würde das dazu führen, daß die Temperatur kälter würde und es infolgedessen zu einer erheblichen Reduzierung von Wasserdampf und Wolken käme, was den terrestrischen Treibhauseffekt zusammenbrechen ließe. Auf der anderen Seite, macht man die Erde wärmer, indem mehr CO₂ in die Atmosphäre kommt, erhöht sich der Sättigungsdruck des Wasserampfes und es kommt infolge einer erheblichen positiven Rückkopplung zur verstärkten Erwärmung (z. B. Held und Soden 2000)⁸⁾.

3.4 Klima-Modelle

Gerlich und Tschuschner (2009) machen eine Reihe unangemessener Forderungen in ihrer Diskussion der Klima-Modelle und die Erkennung und Zuordnung der Studien.

GCM's werden oft beschrieben als allgemeine Zirkulationsmodelle, welche prinzipiell eine statistische Beschreibung der großen Bewegungen in Atmosphäre und Ozean sind. In der heutigen Zeit, wo die Zirkulation nur ein Komponente der Modellierungen ist, werden GCM sind allgemein definiert als Globale Klimamodelle. Klima-Modelle reichen in der Komplexität von der grundlegenden Energie-Balance-Modellen, die sich von Hand lösen lassen, bis zu sehr anspruchsvollen Modellen, die einige der schnellsten und leistungsstärksten Computer verlangen.

Es gibt ein breites Spektrum der Physik und Parametrisierungen in den GCM's. Die Prozesse müssen zum Beispiel die Energie, Impuls und Masse erhalten. Die meisten GCM's nutzen primitive Gleichungen (USCCP 2008), die eine vereinfachte Form der Bewegungsgleichungen sind. Dabei wird die Tatsache benutzt, dass die Atmosphäre im Vergleich zu ihrer horizontalen Ausdehnung dünn ist. Kleine Terme in den Momentengleichungen werden in der Regel vernachlässigt.

Moderne GCM's haben sich im Laufe der Jahrzehnte in Rechenleistung und unserem Verständnis der Prozesse für das globale Klima, stark verbessert. Die Verbesserungen betreffen erhöhte Auflösung in der Atmosphäre, Höhe der Modellspitze, Meereis Dynamik, Darstellung der Chemie der Atmosphäre, die Verbesserung mikrophysikalischen Systeme der Wolken, Modellierung der terrestrischen Biosphäre und der Vegetation mit ihrer Wechselwirkungen zum Klima und anderes (Schmidt et al 2006; Randall et al 2007). Viele realistische Faktoren des globalen Klimas ergeben sich aus der grundlegenden Physik einschließlich Ozean- und Atmosphäre- "Moden" und Oszillationen, die Verlagerung der Sturmwege und Strahlströme, die Wärmetransport Mechanismen, die Klima-Rückkopplungen als Antwort auf die Erwärmung (USCCP 2008). Wie gut ein Modell ist hängt davon ab, für welche Klima-Variable man sich interessiert (z. B. Temperatur, Niederschlag, den Anstieg des Meeresspiegels, die Feuchtigkeitsmuster), die Statistiken (z. B. Trends, Extreme, Variabilität), sowie Interesse an räumlichen und zeitlichen Skalen (Knutti 2008A). Dadurch sind einzelne Modelle für verschiedene Fragen besser als andere Modelle geeignet. Möglicherweise wissen Gerlich und Tschuschner (2009), daß es viel einfacher wäre die Modelle für ungültig zu erklären, wenn man die Modellkriterien zu spezifisch macht.

8) Wahrscheinlich beleuchtet diese Betrachtung die Rolle des Wasserdampfes falsch. Richtig ist, daß auf der Erdoberfläche durch erhöhten Wasserdampfgehalt mehr Strahlung ankommt – aber die Größe des Treibhauseffektes wird durch die Stratosphärenverhältnisse bestimmt: dort ist aber gerade weniger Wasserdampf, da die Stratosphäre etwas abkühlt um den erhöhten Strahlungsfluß durch das "atmosphärische Fenster" zu kompensieren.

Die Erkennung bezieht die Prozesse mit ein, wodurch sich eine Veränderung des Klimas trotz dem Hintergrund Rauschen der natürlichen Variabilität erkennen läßt und erlaubt mit einem gewissen Maß an Vertrauen der Klimaänderung Ursachen zuzuordnen. Die Fähigkeit, die Modellergebnisse für vergangene Zeiten mit der realen Entwicklung des Klimawandels im 20. Jahrhundert (z. B. Meehl et al 2004) zu vergleichen als auch realistische Klimas der Vergangenheit (z. B. das letzte Eiszeit Maximum) mit Standard-Radiative Forcing und Rückkopplungs-Konzepten gibt Vertrauen in unser Verständnis der wesentlichen Merkmale für das globale Klima (Randall et al 2007; USCCP 2008). Zum Beispiel wurde das Klimamodell der NASA-GISS benutzt, um die globale Abkühlung nach dem MT. Pinatubo Vulkan- ausbruch von 1991 (Hansen et al 1992) vorherzusagen. Das vorausgesagte globale Abkühlung sowie die Rückkehr zur laufenden globalen Erwärmung wurden gut simuliert. Erfolgreiche Klimavorhersage beinhaltet das Verständnis, wie der Strahlungstransport betroffen ist von Änderungen der solaren Leuchtkraft, dem planetarischen Albedo oder Veränderungen in der atmosphärischen Chemie. Dies liegt daran, weil das Strahlungsgleichgewicht des Planeten zur Festlegung der grundlegenden Rahmenbedingungen des globalen Klimas dient.

Allerdings erfolgt die formale Zuordnung als Vergleich der raum-zeitlichen Muster zwischen Beobachtungen und Modellen, die nicht die Fähigkeit zur Simulation der Amplitude von Temperaturänderungen auf einen Satz von Strahlungstrieben haben (Knutti 2008B). Es gibt viele "Fingerabdrücke" der von Treibhausgasen verursachte Erwärmung, die korrespondieren mit Änderungen in den Emissions-Spektrum der langwelligen Strahlung (Harries et al 2001), Abkühlung der Stratosphäre und Verringerung der täglichen Temperaturänderung. Diese Dinge wurden sowohl modelliert und beobachtet (Hegerl et al 2007). Anthropogene Ursachen wurden festgestellt in den Trends sowohl des Wärmeinhalt der Weltozeane (Barnett et al 2001) als auch der Luftfeuchtigkeit (Santer et al 2007), in der Welt der Biosphäre (Rosenzweig et al 2008) und bietet eine einheitlichere Erklärung für eine größere kontinentale bis globale Klimaänderung als allein durch natürlichen Strahlungsantrieb. Trotz ihrer Behauptungen ist es Gerlich und Tschuschner (2009) nicht gelungen, zu zeigen, dass diese Wissenschaft nicht korrekt ist oder im Widerspruch zur bekannten Physik ist.

3.5 Allgemeine Kommentare

GT09 beginnen mit einer drei Seiten umfassenden Diskussion der thermischen Leitfähigkeit, die zeigen, dass die Verdoppelung der Konzentration von Kohlendioxid eine verschwindend kleine Wirkung hätte auf Wärmetransport durch Wärmeleitung, ein Punkt, den niemand bestreitet. Leider machen sich beide nicht die Mühe zu quantifizieren welche Rolle der Wärmetransport durch Wärmeleitung in der Atmosphäre spielt – nämlich eine sehr kleine, hauptsächlich die Glättung Temperatur-Profile etwa im ersten Meter an der Grenze Oberfläche/Atmosphäre. Die Wärmeleitfähigkeit κ wird definiert durch $dQ/dt = \kappa A dT/dx$ wobei dQ die Wärme ist, die in der Zeit dt über einen Abstand dx bei einer Temperaturdifferenz dT übertragen wird. Da die Wärmeleitfähigkeit der Luft bei 1 atm und 300 K gleich $0,026 \text{ W}/(\text{m K})$ ist, wäre die Rate der Wärmeübertragung durch Wärmeleitung über 1 m bei einer Temperaturdifferenz von 1 K gleich $0,026 \text{ W}/\text{m}^2$. In der Atmosphäre, wo die Temperatur mit der Höhe abnimmt, ist der so genannte Temperaturgradient ist $\sim 10 \text{ K}/\text{km}$. Also wäre für atmosphärisch relevanten Strecken der Anteil der Wärmeübertragung durch das Wärmeleitvermögen $\sim 0,00026 \text{ W}/\text{m}^2$ – ein Anteil, der ignoriert werden kann im Vergleich zu den Hunderten von W/m^2 , die durch Konvektion und Strahlung übertragen werden.

3.6 Literatur

Bakan, S. and Raschke, E. (2002) Der natürliche Treibhauseffekt [The natural greenhouse effect], *Promet* (Deutscher Wetterdienst) 28, Heft 3/4, 85.

Barnett, T. P., Pierce, D. W., and Schnur, R., 2001: Detection of anthropogenic climate change in the world's oceans [Der Nachweis des anthropogenen Klimawandels in der Welt der Ozeane], *Science*, v. 292, p. 270-274

Climate Models: An Assessment of Strengths and Limitations [Klimamodelle: Eine Bewertung der Stärken und Schwächen.]. A Report by the U.S. Climate Change Science Program [Ein Bericht zum US Climate Change Science Program]. [Bader, D.C., Covey, C., Gutowski, W.J., Held, I.M., Kunkel, K.E., Miller, R.L, Tokmakian, R.T., Zhang, M.H., (Authors)]. U.S. Department of Energy, Washington, DC, USA

Forget, F. and Pierrehumbert R.T., 1997: Warming Early Mars with carbon dioxide clouds that scatter infrared radiation [Die Erwärmung des frühen Mars mit Kohlendioxid-Wolken, die Streuung der Infrarotstrahlung.]. 1273 - 1276

Gerlich, G. and Tschuschner, R., 2009. Falsification of the atmospheric CO₂ greenhouse effects within the frame of physics [Falsifikation des atmosphärischen CO₂-Treibhauseffekts im Rahmen der Physik], *Int. J. of Mod. Phys. B*, 23(3), 275-364. [Various versions of this paper are available online at <http://arxiv.org/abs/0707.1161> including a version arXiv:0707.1161v4 that is said to be the electronic version of the published article. [Verschiedene Versionen von diesem Paper sind online verfügbar unter <http://arxiv.org/abs/0707.1161> auch eine Version arXiv: 0707.1161v4, von der gesagt wird sie sei die elektronische Version des veröffentlichten Artikels.]

Goody, R.M., and J.C.G. Walker, 1972: Atmospheres [Atmosphären]. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 150 pp

Hansen, J., A. Lacis, R. Ruedy, and Mki. Sato, 1992: Potential climate impact of Mount Pinatubo eruption [Mögliche Klimaauswirkungen durch die Mount Pinatubo Eruption]. *Geophys. Res. Lett.*, 19, 215-218, doi:10.1029/91GL02788

Hansen, J., D. Johnson, A. Lacis, S. Lebedeff, P. Lee, D. Rind, and G. Russell, 1981: Climate impact of increasing atmospheric carbon dioxide [Klima-Auswirkungen der Erhöhung des atmosphärischen Kohlendioxids]. *Science*, 957-966

Harries, J. E., H. E. Brindley, P. J. Sagoo, and R. J. Bantges, 2001: Increases in greenhouse forcing inferred from the outgoing longwave radiation spectra of the Earth in 1970 and 1997 [Zunahme des Treibhausstrahlungstrieb geschlossen aus den abgehenden langwelligen Strahlungsspektren der Erde zwischen 1970 und 1997]. *Nature*, 410, 355-357

Hegerl, G.C., F. W. Zwiers, P. Braconnot, N.P. Gillett, Y. Luo, J.A. Marengo Orsini, N. Nicholls, J.E. Penner and P.A. Stott, 2007: Understanding and Attributing Climate Change [Das Verständnis und die Zuordnung der Klimaänderungen]. In: *Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change* [Klimaänderungen 2007: Die physikwissenschaftliche Grundlage. Beitrag der Arbeitsgruppe I des vierten Bericht des Intergovernmental Panel on Climate Change] [Solomon, S., D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K.B. Averyt, M. Tignor and H.L. Miller (eds.)]. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.

Held, M., and B. J. Soden, 2000: Water vapor feedback and global warming [Wasserdampf-Feedback und die globale Erwärmung]. *Annual Review of Energy and the Environment*, 441-475.

Kiehl, J.T. and K.E. Trenberth, K.E., 1997. Earth's annual global mean energy budget [Der jährliche globale mittlere Energie-Haushalt der Erde]. *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, 78, 197-208

Knutti, R., 2008: Should we believe model predictions of future climate change? [Sollen wir den Modell Vorhersagen der Zukunft des Klimawandels glauben?] *Triennial Issue Earth Science of Philosophical Transactions of the Royal Society A*, 366, 4647-4664

Knutti, R., 2008: Why are climate models reproducing the observed global surface warming so well? [Warum reproduzieren die Klima-Modelle die beobachtete globale Erwärmung der Oberfläche so gut?] *Geophysical Research Letters*, 35, L18704, doi:10.1029/2008GL034932

Meehl, G.A., W.M. Washington, C.M. Ammann, J.M. Arblaster, T.M.L. Wigley and C. Tebaldi, 2004: Combinations of Natural and Anthropogenic Forcings in Twentieth-Century Climate [Kombination von natürlichen und anthropogenen Forcings in Klima des zwanzigsten Jahrhunderts]. *J. Climate*, 17, 3721-3727

Petty, G, 2006: A First Course In Atmospheric Radiation [Einführungskurs in die atmosphärische Strahlung] 2nd Ed., Sundog Publishing, Madison, Wisconsin

Randall, D.A., R.A. Wood, S. Bony, R. Colman, T. Fichfet, J. Fyfe, V. Kattsov, A. Pitman, J. Shukla, J. Srinivasan, R.J. Stouffer, A. Sumi and K.E. Taylor, 2007: Climate Models and Their Evaluation [Klima-Modelle und ihre Bewertung]. In: *Climate Change 2007: The Physical Science Basis [Climate Change 2007: The Physical Science Basis]*. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change [Beitrag der Arbeitsgruppe I des vierten Bericht des Intergovernmental Panel on Climate Change] [Solomon, S., D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K.B. Averyt, M.Tignor and H.L. Miller (eds.)]. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA.

Schmidt, G.A., R. Ruedy, J.E. Hansen, I. Aleinov, N. Bell, M. Bauer, S. Bauer, B. Cairns, V. Canuto, Y. Cheng, A. Del Genio, G. Faluvegi, A.D. Friend, T.M. Hall, Y. Hu, M. Kelley, N.Y. Kiang, D. Koch, A.A. Lacis, J. Lerner, K.K. Lo, R.L. Miller, L. Nazarenko, V. Oinas, Ja. Perlwitz, Ju. Perlwitz, D. Rind, A. Romanou, G.L.

Rosenzweig, C., D. Karoly, M. Vicarelli, P. Neofotis, Q. Wu, G. Casassa, A. Menzel, T.L. Root, N. Estrella, B. Seguin, P. Tryjanowski, C. Liu, S. Rawlins, and A. Imeson, 2008: Attributing physical and biological impacts to anthropogenic climate change [Die Zuordnung der physikalischen und biologischen Auswirkungen auf den anthropogenen Klimawandel]. *Nature*, 453, 353-357

Russell, Mki. Sato, D.T. Shindell, P.H. Stone, S. Sun, N. Tausnev, D. Thresher, and M.-S. Yao, 2006: Present day atmospheric simulations using GISS ModelE: Comparison to in-situ, satellite and reanalysis data [Heutige atmosphärische Simulationen mit dem GISS Modell: Vergleich der in-situ-, Satelliten- und Reanalyse Daten]. *J. Climate*, 19, 153-192

Santer, B. D, C. Mears, F. J. Wentz, K. E. Taylor, P. J. Gleckler, T. M. L. Wigley, T. P. Barnett, J. S. Boyle, W. Bruggemann, N. P. Gillett, S. A. Klein, G. A. Meehl, T. Nozawa, D. W. Pierce,

Smith, A. P., 2008. Proof of the atmospheric greenhouse effect [Der Nachweis des atmosphärischen Treibhauseffekts]. arXiv 0802.4324 <http://arxiv.org/abs/0802.4324>

Stott, P. A., Washington, W. M., Wehner, M. F., 2007: Identification of human-induced changes in atmospheric moisture content [Identifizierung der von Menschen verursachten Veränderungen des Feuchtigkeitsgehalt in der Atmosphäre]. *Proc. Natl. Acad. Sci.*, v. 104, p. 15248-15253

Trenberth, K. E., J. T. Fasullo, and J. Kiehl, 2009: Earth's global energy budget [Der glo-

balen Energie-Haushalt der Erde]. Bull. Amer. Meteor. Soc., doi: 10.1175/2008BAMS2634.1

4 Kramm

4.0 Vorbemerkungen

Titel des Papers von Kramm: **Arthur Smith und die grundlegenden Regeln der Analysis [3]**

4.0.1 Bemerkungen

Dem Großzitat des Papers von Kramm sind Erläuterungen vorangestellt. Erläuterungen und Kommentare sind nicht in schwarzen Text, sondern in blauen Text. Da Kramm in dem ganzen Paper von Smith nur in einer Fehlinterpretation der Gleichung (1.7 auf Seite 7) bis Gleichung (1.9 auf Seite 7) einen angeblichen Fehler finden konnte, betrachtet Kramm offensichtlich alles Übrige in dem Paper von Smith als richtig. Da deshalb Kramms Kritik am Paper von Smith nicht zutrifft, ist Smith Paper offensichtlich auch von Kramm akzeptiert – mit anderen Worten: auch Kramm bestätigt offensichtlich, daß es den Treibhauseffekt gibt. Das Großzitat ist aus mehreren Gründen notwendig: erstens wurde von Klimaskeptikern oft der Vorwurf erhoben, Kleinzitate seien sinnentstellend, zweitens beteiligt sich Kramm an dem deutschen Blog [5] zu dem Paper von Gerlich und Tschuschner [6] und nicht alle Leser können englisch, drittens verweist Kramm im Blog auf diese Arbeit und zur Darlegung, daß er einem Irrtum unterliegt ist das ganze Paper notwendig.

Zum Verständnis des Irrtums von Kramm wird zunächst zitiert, was ein gewichteter Mittelwert ist.

4.0.2 Zitat »Gewichteter arithmetischer Mittelwert« [4]

Es kommt in der Praxis häufig vor, daß man dasselbe Merkmal in unterschiedlichen Datensätzen mißt, bspw. die Einkommenssteuer. Alle Gemeinden nutzen dann vielleicht den arithmetischen Mittelwert, um einen Steuerdurchschnitt bezogen auf ihre Einwohner zu berechnen. Wenn nun alle diese Werte an die Regierung des Landes berichtet werden und ein landesweiter Durchschnitt gebildet werden soll, darf auf keinen Fall die einfache Formel für den arithmetischen Mittelwert angewandt werden. Ein Beispiel: der arithm. Mittelwert von 3, 4 und 5 ist 4, der von 6 und 7 ist 6,5, der Mittelwert aus den Mittelwerten ist $(4+6,5)/2 = 5,25$ und falsch, der richtige Wert ist $(3+4+5+6+7)/5 = 5$.

Ein weiteres alltägliches Beispiel ist die jährliche Inflationsrate. Jedes Gut hat seine eigene Rate, so daß eine mittlere Inflationsrate sinnvoll erscheint. Zu beachten ist aber, wieviel Geld für die Güter pro Jahr ausgegeben wird. Die Verdoppelung des Preises (Rate 100%) eines Gutes, für das pro Jahr 12€ ausgegeben werden, ist weit weniger wichtig als die 1-prozentige Steigerung eines Konsumgutes, für das pro Jahr 10.000€ ausgegeben werden! Die erste hat eine Ausgabensteigerung von 12€ zur Folge, die zweite eine von 100€! In beiden Fällen hilft das sog. gewichtete (oder gewogene) arithmetische Mittel weiter. Dessen Formel lautet:

$$\bar{x}_{ari,gew} := \sum_{i=1}^N g_i \cdot x_i \quad ; \quad \sum_{i=1}^N g_i := 1$$

Wie man sieht, geht jeder Wert nicht mit dem gleichen Gewicht ($1/N$ beim einfachen arithmetischen Mittel) in die Summe ein, sondern wird mit einem Faktor multipliziert. Die Werte dieser Gewichtungsfaktoren ergeben sich aus dem Sinnzusammenhang, es gibt keine allgemeine Regel. Aber die Summe der Faktoren muß immer Eins ergeben; wenn man vom Sinn her zunächst auf andere Faktoren-Werte kommt, dividiert man diese anschließend eben durch deren Summe, um die Normierung auf 1 zu erreichen.

Als erstes Beispiel sollen die bei der Steuer genannten Zahlen dienen, d.h. 3, 4, 5 mit Mittelwert 4 sowie 6, 7 mit Mittelwert 6,5. Was tun, wenn nur 4 bzw. 6,5 als Mittelwerte und 3 bzw. 2 als Anzahlen bekannt sind? Der Knackpunkt beim gewichteten arithmetischen Mittel ist immer die Bestimmung der Gewichtungsfaktoren. Hier liegt der prinzipielle Unterschied zwischen beiden Datenmengen in der Anzahl der darin enthaltenen Daten, also sollen 3 und 2 probiert werden; deren Summe ist aber nicht 1, also müssen sie noch durch ihre Summe von 5 dividiert werden. Die endgültigen Faktoren lauten also 0,6 und 0,4; als gewichtetes arithmetisches Mittel folgt also: $4 \cdot 0,6 + 6,5 \cdot 0,4 = 2,4 + 2,6 = 5$. Bingo! Als zweites Beispiel dienen wieder unsere Radfahrer; wenn die also bspw. bei der Zimmerreservierung feststellen, daß sich die Preise im Vergleich zum Vorjahr um 5% erhöht haben, und bei der ersten Tour feststellen müssen, daß die Maß Radler sogar um 25% teurer geworden ist, dann stellt sich die Frage nach einer mittleren Teuerungsrate. Hier ist der arithmetische Mittelwert von 15% nicht sehr hilfreich, denn es ist anzunehmen, daß die Unterkunft im gesamten Urlaub doch mehr Geld kostet als die Erfrischungsgetränke. Nehmen wir also an, das Doppelzimmer koste nun (für 3 Wo.) 1.575€ und im selben Zeitraum hätten dessen Bewohner 375€ in Radler umgesetzt. Wie berechnet man dann eine realistische "mittlere Teuerung" und was ist deren Wert?

4.0.3 Integration statt Summation

Wie im Absatz nach der Summe geschrieben, muß die Summe der Gewichtungsfaktoren g_i nicht unbedingt 1 ergeben. Wenn das tatsächlich nicht der Fall ist, ist die Formel des arithmetischen Mittels geeignet zu ergänzen:

$$\bar{x}_{ari,gew} := \frac{\sum_{i=1}^N g_i \cdot x_i}{\sum_{i=1}^N g_i}$$

Wenn die x_i und g_i nicht N einzelne Terme sind, sondern Funktionen $x(i)$ und $g(i)$ über einen Bereich N , dann sind die Summen durch Integrale zu ersetzen:

$$\bar{x}_{ari,gew} := \frac{\int g(i) \cdot x(i) \, di}{\int g(i) \, di}$$

Und genau das ist die Form der Gleichung (1.8 auf Seite 7) von Smith, was für Kramm unverständlich ist, wie sein Paper zeigt.

4.0.4 Blog-Diskussion [5]

Auf die Vorhaltung des Autors [5, Ebel 10.04.09 07:39]

Den einzigen Vorwurf, den man Smith evtl. machen könnte, ist der, daß er nur kurz “effective emissivity“ für den gewichteten Mittelwert (engl. “weighted average“) geschrieben hat statt ausführlicher “effective emissivity as weighted average“.

Die Betrachtung Kramm wäre nur richtig, wenn Smith die “effective emissivity“ vorher irgendwo in seinem Paper in der Krammschen Unterstellung als ungewichteten Mittelwert definiert hätte - hat er aber nicht.

Darauf entgegnet Kramm

[5, Gerhard Kramm 10.04.09 22:00]

Was Smith (2008) schreibt, findet man direkt nach seiner Gleichung (1.6 auf Seite 7). Dort heisst es:

“Similar to the effective albedo, an effective emissivity and effective radiative temperature can be defined as averages over the planetary surface.“ (Übersetzung: Ähnlich wie bei dem effektiven Albedo, kann ein effektives Emissionsvermögen und eine effektive Strahlungstemperatur definiert werden als Mittelwerte über die planetarische Oberfläche.)

Das bedeutet (für mich [Kramm]), dass Smith sowohl die “effective emissivity“ (effektives Emissionsvermögen) als auch die “effective radiative temperature“ (effektive Strahlungstemperatur) als Flächennittel definiert. Der Begriff “weighted“ (gewichtet) finden Sie in Smith’s Arbeit nicht.

Der Begriff “gewichtet“ muß auch nicht vorkommen, da für jeden durchschnittlichen Fachmann die Absicht des Autors klar ist, was gemeint ist. Das unterstreicht Smith auch in seiner Erwiderung:

[5, Arthur Smith 11.04.09 03:11]

Gerhard Kramm,

ich definierte in meiner Gleichung (1.7 auf Seite 7) eine “effektive radiative Temperatur“, nicht eine effektive radiative vierte Potenz der Temperatur. Es ist immer konsequent bezeichnet mit T_{eff}^4 . Ich habe auch die “*ave*“ Notation benutzt, das bezieht sich auf einen ungewichteten Durchschnitt, Gleichung (1.7 auf Seite 7) könnte geschrieben werden:

$$(T_{eff})^4 = (T^4)_{ave}$$

Der Wert der Temperatur T_{eff} (255 K für die Erde) ist bedeutsam für den Rest des Artikels und so ist seine Definition sehr wichtig. Insbesondere Gleichung (1.12 auf Seite 8) ist von den grundlegender Bedeutung für einen Planeten ohne Atmosphäre:

T_{ave}

Vielleicht war im Text meines Artikels einiges davon etwas unklar – es war eine grundlegende Einführung für den Rest der Diskussion, kein umfassender Text zur Strahlungsphysik. Jedoch haben Sie auf keine falsche Gleichung in dem Artikel

hingewiesen, wie ich immer wieder erklärt habe und ich bin äußerst überrascht, daß Sie weiterhin darauf beharren, daß ich mit dem tiefgestellten “ ϵ_{eff} “ etwas gemeint hätte, was völlig gegen meine Absicht und die klare Argumentation des Textes ist.

Haben Sie eine Erklärung dafür, warum Sie nicht feststellen, dass ich mit “ ϵ_{eff} “ in Gleichung (1.4 auf Seite 6) eine Größe definierte, die eindeutig kein Durchschnitt ist? Sie haben diesen Teil nicht gelesen, springen aber in dem Paper auf den Satz vor Gleichung (1.7 auf Seite 7)? Besonders, da dieser Satz beginnt mit “ähnlich wie die effektive Albedo“, das ist ein Verweis zurück auf die Definition der Gleichung (1.4 auf Seite 6).

Gerhard Kramm, ich möchte Ihnen hier ein einfaches Missverständnis einräumen, aber Ihre fortgesetzte Widerwilligkeit zuzugeben, dass Ihre Annahme über die Bedeutung von “ ϵ_{eff} “ falsch ist, lässt mich fragen, was Ihr tatsächliches Motiv dafür ist.

Mit anderen Worten: Offensichtlich weigert sich Kramm zuzugeben, daß er die Aussage von Smith - obwohl für jeden durchschnittlichen Fachmann völlig eindeutig - fehlinterpretiert hat. Offensichtlich müßte er dann zugeben, daß Smith Paper zeigt, daß der Treibhauseffekt real ist. Deswegen dürfte sich Smith zu Recht fragen, warum Kramm sich weigert.

Als Antwort auf Smith's Klarstellung beharrt Kramm weiter auf seiner zumindest sehr »eigenwilligen« Interpretation der Definition von ϵ_{eff} , tut aber so, als wäre die vom ihm unterstellte Definition auch von Smith benutzt worden.

[5, Gerhard Kramm 11.04.09 18:19]

[...] Damit ist wohl eineindeutig, dass ϵ_{eff} als eine ueber die Oberflaeche des Planeten gemittelte Groesse anzusehen ist. Die Groesse ϵ_{eff} , wie sie bei Smith in Gleichung (1.8 auf Seite 7) erscheint, entspricht nicht der Definition eines Flaechenmittels. Das habe ich nachgewiesen (siehe <http://www.gi.alaska.edu/~kramm/climate/Arthur%20Smith%20and%20the%20basic%20rules%20of%20calculus.pdf> oder hier Abschnitt 4.1 auf der nächsten Seite). [...]

Das rief den Blog-Betreiber auf den Plan:

[5, Georg Hoffmann 12.04.09 11:28]

[...] Eine groessere Diskrepanz zwischen dummen und duemmsten Fehlern und gleichzeitig einem arrogant-frechen Auftreten hat man selten gesehen und verdient gebuehrend herausgearbeitet zu werden. [...] Gehoert das Rumschnueffeln in der Vita eigentlich zur Grundausbildung bei “Klimaskeptikern“ oder ist das nur ein persoenlicher Charakterdefizit, entstanden durch Langeweile als Experte von solch wissenschaftlichen Durchbruechen wie die “Mittelbildung“?

Da Kramm merkte, daß er sich mit seinem Festhalten der zumindest sehr »eigenwilligen« Interpretation der Definition von ϵ_{eff} sich immer weiter isoliert, legte er etwas anderes nach:

[5, Gerhard Kramm 11.04.09 19:06]

Another point: To describe the so-called greenhouse effect using the power law of Stefan and Boltzmann, as one can find in the draft for a comment on the paper of Gerlich and Tschuschner (see <http://rabett-run-labs.googlegroups.com/web/G...>), is sheer physical nonsense.

In the textbook of Liou (2002, An Introduction to Atmospheric Radiation) there is a pair of equations (8.3.5) and (8.3.6) for the surface temperature and the atmospheric temperature. This pair of equations is based even on a formulation using the power law of Stefan and Boltzmann.

übersetzt:

Ein anderer Punkt: Um den so genannten Treibhauseffekt zu beschreiben wird das Potenzgesetz von Stefan und Boltzmann verwendet, was man im Kommentar zum Paper von Gerlich und Tscheuschner finden kann (siehe http://rabett-run-labs.googlegroups.com/web/G%26T_rebuttal-2.doc?hl=en&gda=200ACkYAAACwhEM-gqJ2AWFCRmkhLVA2ov2MCeZBtc15rKPXf0_dyYF6JyjH7J8_X7n0e9qUbqvvSXa0oxD0IHG3CQcKUSR0E-Ea7GxYMt0t6nY0uV5FIQ – hier Abschnitt 3.2.1 auf Seite 30) ist schierer physikalischer Unsinn.

Im Lehrbuch von Liou (2002, eine Einleitung zur atmosphärischen Strahlung) gibt es ein paar Gleichungen (8.3.5) und (8.3.6) für die Oberflächentemperatur und die atmosphärische Temperatur. Dieses Paar Gleichungen basiert sogar auf einer Formulierung unter Verwendung des Potenzgesetzes von Stefan und Boltzmann.

Auch hier arbeitet Kramm wieder mit Unterstellungen. Die Autoren haben eindeutig geschrieben, daß für die Strahlungsverhältnisse in der Atmosphäre Stefan-Boltzmann ($\sim T^4$) nicht gilt weil Gase selektive Strahler sind und deren Wellenlängenverteilung nicht die Verteilung eines Schwarzkörperstrahlers ist, denn nur für diesen gilt das $\sim T^4$ -Gesetz. Der Einfachheit halber aber wird diese Beziehung benutzt um die realen Verhältnisse näherungsweise zu beschreiben - und trotz der sehr groben Vereinfachung sind die Ergebnisse nahe an gemessenen Werten, denn der letzte Satz vor Abschnitt 3.3 auf Seite 33 lautet:

Unter Berücksichtigung dieser Tatsache, wäre T_{Boden} nahe der beobachteten 288 K.

Weiteres wiederzugeben lohnt nicht, denn es enthält nichts Fachliches mehr, sondern nur Streitlust auf nichtfachlichen Gebieten.

Nachfolgend Kramms Paper (als Übersetzung):

4.1 Einführung

In seinem Manuskript mit dem Titel „Der Nachweis des atmosphärischen Treibhauseffektes“ (2008, siehe <http://arxiv.org/abs/0802.4324> [1]) führte Arthur Smith effektive Größen als Mittelwerte über den gesamten Globus ein (siehe seine Gleichung (1.7 auf Seite 7) bis Gleichung (1.9 auf Seite 7)). Natürlich ist dies eine Verletzung der grundlegenden Regeln der Analysis. Diese Tatsache wird hier erklärt.

Wenn wir solche effektiven Größen über den gesamten Globus definieren, erhalten wir

$$\langle \Psi \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} \Psi d\Omega \quad (4.1)$$

4 Kramm

Hier ist Ψ eine beliebige Variable, Ω ist der Raumwinkel (für eine Kugel $\Omega = 4\pi$) und $d\Omega$ ist das Raumwinkeldifferential. Anzumerken ist, daß der Radius der Kugel keine Rolle spielt. Für $\Psi = T^4$ erhalten wir sofort

$$\langle T^4 \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} T^4 d\Omega \quad (4.2)$$

Diese Gleichung ist identisch mit Gleichung (1.7 auf Seite 7) von Smith (2008). Für die Strahlungsemission von Energie können wir schreiben

$$\sigma \langle \varepsilon T^4 \rangle = \frac{\sigma}{4\pi} \int_{\Omega} \varepsilon T^4 d\Omega \quad (4.3)$$

oder

$$\langle \varepsilon T^4 \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} \varepsilon T^4 d\Omega \quad (4.4)$$

Nach Smith (2008, Gleichung (1.8 auf Seite 7)) kann dieser Ausdruck umformuliert werden als

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{4\pi \langle T^4 \rangle} \int_{\Omega} \varepsilon T^4 d\Omega$$

Diese Formel ist richtig als Definition von $\langle \varepsilon \rangle$ als gewichteter Mittelwert von ε . Im Weiteren setzt Kramm einen ungewichteten Mittelwert von ε voraus:

$$\langle \varepsilon \rangle_{\text{ungewichtet}} = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} \varepsilon d\Omega$$

Natürlich sind die Mittelwerte ungleich.

$$\langle \varepsilon \rangle_{\text{ungewichtet}} \neq \langle \varepsilon \rangle_{\text{gewichtet}}$$

Wenn also im Folgenden Kramm beide Definitionen gleichsetzt, so begeht er und nicht Smith einen Fehler. Damit sind die folgenden Ausführungen Kramms ohne Bedeutung - da sie unzutreffend sind.

Das ist natürlich falsch, weil es bedeuten würde, dass $\langle \varepsilon T^4 \rangle = \langle \varepsilon \rangle \langle T^4 \rangle$ ist. Das richtige Ergebnis ist

$$\langle \varepsilon T^4 \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} \varepsilon T^4 d\Omega \neq \langle \varepsilon \rangle \langle T^4 \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} \varepsilon d\Omega \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} T^4 d\Omega \quad (4.5)$$

4.2 Mittelung in Turbulenzen

Hier ist ein weiteres Beispiel, das die Absurdität von Smith (2008) Vorschlag unterstreicht.

Der Zeitmittelwert einer beliebigen Zeit-abhängigen Größe $f(t)$ wird definiert durch

$$\bar{f} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} f(t) dt \quad (4.6)$$

Wenn wir $f(t)$ ausdrücken durch $f(t) = \bar{f} + f'(t)$ führt die Definition Gleichung (4.6 auf der vorherigen Seite) zu

$$\bar{f} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} (\bar{f} + f'(t)) dt = \bar{f} + \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} f'(t) dt \quad (4.7)$$

Aus dieser Gleichung kann man folgern, dass

$$\bar{f}' = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} (f'(t)) dt = 0 \quad (4.8)$$

Nach diesen Gleichungen ist der Zeitmittelwert des Produkts von zwei beliebigen Zeit-abhängigen Größen $f(t)$ und $g(t)$ gegeben durch

$$\overline{f g} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} f(t)g(t) dt \quad (4.9)$$

Mit den Ausdrücken $f(t) = \bar{f} + f'(t)$ und $g(t) = \bar{g} + g'(t)$ führt das zu

$$\overline{f g} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} (\bar{f} + f'(t)) (\bar{g} + g'(t)) dt \quad (4.10)$$

oder

$$\overline{f g} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} (\bar{f}\bar{g} + \bar{g}f'(t) + \bar{f}g'(t) + f'(t)g'(t)) dt \quad (4.11)$$

oder

$$\overline{f g} = \bar{f}\bar{g} + \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\bar{g}}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} f'(t) dt + \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\bar{f}}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} g'(t) dt + \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} (f'(t)g'(t)) dt \quad (4.12)$$

Nach Gleichung (4.8) sind der zweite Term und der dritte Term auf der rechten Seite dieser Gleichung gleich Null. So erhalten wir

$$\overline{f g} = \bar{f}\bar{g} + \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} (f'(t)g'(t)) dt \quad (4.13)$$

oder

$$\overline{f g} = \bar{f}\bar{g} + \overline{f' g'} \quad (4.14)$$

mit

$$\overline{f' g'} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} (f'(t)g'(t)) dt \quad (4.15)$$

4 Kramm

Wenn $\overline{f'g'}$ ausgedrückt werden könnte durch $\overline{f'g'} = \overline{f'} \overline{g'}$ oder

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} (f'(t)g'(t)) dt = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} f'(t) dt \cdot \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} g'(t) dt \quad (4.16)$$

wie von Smith (2008) mit Gleichung (1.8 auf Seite 7) nahegelegt wird, hätten wir

$$\overline{f'g'} = 0 \quad (4.17)$$

Folglich wären alle Varianz oder Kovarianz Terme, die in den Gleichungen der turbulenten Systeme auftreten, gleich null. Das ist schierer Unsinn.

5 Verzeichnisse

Abbildungsverzeichnis

1.1	Temperatur auf einem rotierenden Planeten im Vergleich zu der effektiven Strahlungstemperatur (T_{eff}) für das einfache rotierende Planeten-Modell für verschiedene Werte des Parameters λ der thermischen Reaktion. Die Temperatur ist über der Zeit dargestellt, wobei bei 0 Sonnenaufgang, bei π der Sonnenuntergang und der Sonnenaufgang wieder bei 2π ist.	11
1.2	Durchschnittliche (y_{ave}), minimale (y_{min}) und maximale (y_{max}) Werte der relativen Temperatur y aus der numerisch Integration der Gleichungen für verschiedene Werte von λ . Der numerisch berechnete Mittelwert von y^4 ist auch dargestellt, dieser sollte immer genau 1 sein. Die senkrechten Linien zeigen näherungsweise die λ -Werte in der Äquatorregion einiger terrestrischen Planeten, die ein näherungsweise Bild von deren extremen Temperatur-Profilen ergäben, wenn diese Planeten eine Infrarot-transparente Atmosphäre hätten. Earth - Erde Mercury - Merkur Moon - Mond	13
2.1	normierter Verlauf und normierter Mittelwert der Temperatur an der Oberfläche mit dem Formfaktor als Parameter.	22
3.1	Energieflüsse in der Atmosphäre, nach Kiehl und Trenberth	25
3.2	Originaltext Bakan: Spektrum der als Schwarzkörper idealisierten solaren (6000 K) und terrestrischen (255 K) Wärmestrahlung (a), aufgetragen über der logarithmischen Wellenlängenskala von 0,1 bis 100 μm . Das Produkt aus Wellenlänge und Strahldichte auf der Ordinate stellt sicher, dass gleiche Flächen gleichen Energiemengen entsprechen. Die Bildabschnitte b und c darunter zeigen schematisch das Transmissionsvermögen zwischen dem Oberrand der wolkenfreien Atmosphäre und dem Boden (b) bzw. 11 km Höhe (c). Die „Spurengase“ Wasserdampf, Kohlendioxid, Ozon, Distickstoffoxid und Methan stellen die wesentlichen natürlichen Treibhausgase dar. (nach: GOODY und YUNG 1995) Kommentar G & T: Abbildung 13 ist ein unverschämtes Bild, da es physikalisch irreführend ist. Die Unverschämtheit wird nicht im Auge des Betrachters bleiben, wenn dieser einen Blick auf die undurchsichtige Skalierungsfaktoren wirft, die bereits von Bakan und Raschke in undokumentierter Art und Weise in ihrem Paper über den sogenannten natürliche Treibhauseffekt verwenden [16]. Das ist wissenschaftliche Fehlverhalten wie das fehlende Zitat. Bakan und Raschke haben dieses Bild aus [17] entnommen, wo die Skalierungsfaktoren, die von größter Bedeutung für die gesamte Diskussion sind, nicht behandelt werden. Dies ist so gut wie wissenschaftliches Fehlverhalten.	27

3.3	Abb. 32 in GT09: Eine Maschine, die Wärme-Übertragung von einem Reservoir niedriger Temperatur (z. B. die Stratosphäre) auf ein Reservoir hoher Temperatur (z. B. Atmosphäre) ohne Aufwendung externe Arbeit macht, kann nicht bestehen - auch wenn sie strahlungsmäßig an ein Umfeld angekoppelt ist, mit denen sie strahlungsmäßig ausgewogen ist. In modernen Klima-Modellen wird eine solche Variante des Perpetuum mobile der zweiten Art angenommen.	28
3.4	Strahlungswärmestrom zwischen zwei parallelen Platten First Law: erster Hauptsatz der Thermodynamik Second Law: zweiter Hauptsatz der Thermodynamik	30
3.5	Ein sphärischer Schwarzkörperstrahler mit der Temperatur T ist umgeben von zwei Schalen, eine mit der Temperatur T_A und die andere in der äußeren Randlage mit der Temperatur T_B . Die Pfeile repräsentieren die Energieflüsse zwischen den Schalen. Um ihre Temperaturen zu behalten, müssen die Flüsse von Strahlungsenergie zu und von den Schalen bilanzieren.	31
3.6	Ein einfaches zweistufiges Modell für die Atmosphäre mit Treibhausgasen. Die effektive Temperatur am oberen Rand der Atmosphäre wird durch die Notwendigkeit der Abwägung der dabei die Sonnenstrahlung mit den ausgehenden IR-Strahlung. Damit stellt sich die Temperatur der Oberfläche, wie unten	32
3.7	IR-Spektrum, beobachtet von der Oberfläche am Nordpol. Beachten Sie die Emission von Wasserdampf unter 800 cm^{-1} , von CO_2 zwischen 800 und 950 cm^{-1} und von Ozon bei $\sim 1100\text{ cm}^{-1}$. Die scharfen Linien stammen gänzlich vom Wasserdampf.	36
3.8	IR-Spektrum, beobachtet aus einer Höhe von 20 km über dem Nordpol. Dieses Diagramm macht klar, wie die CO_2 -Emission im Vibrationsband zwischen 600 und 700 cm^{-1} , und von Ozon bei $\sim 1100\text{ cm}^{-1}$ blockiert wird. Die scharfen Dips auf der linken Seite stammen vom Wasserdampf	36
3.9	Das Schema zeigt, wie eine Erwärmung der Oberfläche durch den Treibhauseffekt die Ebene ansteigen läßt, ab welcher die Atmosphäre Strahlung direkt in den Weltraum emittiert.	37
3.10	Die oberste Box zeigt die Solar-Intensität an der Oberfläche und die Emission von IR-Strahlung von der Oberfläche. Niedrige Auflösung von Absorption und Streuung verschiedener Treibhausgase werden in den unteren Boxen gezeigt. Das blaue Spektrum in der obersten Box zeigt das "atmosphärische Fenster", in dem die IR-Strahlung von der Oberfläche direkt in den Weltraum entkommen kann. Der Absorptionsbereich des CO_2 wird von den beiden vertikalen Linien begrenzt.	38

Tabellenverzeichnis

1.1	Relevante Parameter für die Planeten (siehe [12]). Das λ für Gl. (1.23) (am Äquator, $\xi = 0$) ist geschätzt aus der thermischen Trägheit, der Sonnentagdauer und anderen Parametern. Es ist besonders klein für die Erde dank ihrer schnellen Rotation und der hohen Wärmekapazität des Wassers, das den größten Teil der Oberfläche bildet.	14
-----	---	----

Literaturverzeichnis

- [1] SMITH, Arthur P.: *Proof of the Atmospheric Greenhouse Effect [Beweis des atmosphärischen Treibhauseffektes]*. <http://arxiv.org/abs/0802.4324v1>. Version: 2008, Abruf: 12.04.2009
- [2] RABETT, E. u. a.: *Fallacious argument and bad physics: How Gerlich and Tschuschner err in their paper "Falsification of the atmospheric CO₂ greenhouse effects within the frame of physics"* [Irrige Argument und schlechte Physik - oder: Wie sich Gerlich und Tschuschner in ihrem Papier "Falsifizierung des atmosphärischen CO₂-Treibhauseffekts im Rahmen der Physik" irren]. http://rabett-run-labs.googlegroups.com/web/G&T_rebuttal-2.doc?hl=en&gda=200ACkYAAACwhEM-gqJ2AWFCRmkhLVA2ov2MCeZBtc15rKPXf0_dyYF6JyjH7J8_X7n0e9qUbqvvsXa0oxD0IHG3CQcKUSR0E-Ea7GxYMt0t6nY0uV5FIQ, Abruf: 12.04.2009
- [3] KRAMM, Gerhard: *Arthur Smith and the basic rules of calculus [1] [Arthur Smith und die grundlegenden Regeln der Analysis] [1]*. <http://www.gi.alaska.edu/~kramm/climate/Arthur%20Smith%20and%20the%20basic%20rules%20of%20calculus.pdf>. Version: 2009, Abruf: 12.04.2009
- [4] FERNUNIVERSITÄT HAGEN: *Gewichteter arithmetischer Mittelwert*. http://mlearning.dvt.fernuni-hagen.de/STAT_Kurs/STAT/2_4_2-mittel_ari_gew_beisp.html, Abruf: 12.04.2009
- [5] HOFFMANN, Georg: *Chronik eines angekündigten Skandals - Gerlich und Tschuschner wurden peer-reviewt*. Internet. <http://www.scienceblogs.de/primaklima/2009/03/chronik-eines-angekündigten-skandals-gerlich-und-tschuschner-wurden-peerreviewt.php>. Version: 2009, Abruf: 12.04.2009
- [6] GERLICH, Gerhard ; TSCHUSCHNER, Ralf D.: *Falsification Of The Atmospheric CO₂ Greenhouse Effects Within The Frame Of Physics [Falsifikation des atmosphärischen Treibhauseffektes im Rahmen der Physik]*. Internet. http://www.arxiv.org/PS_cache/arxiv/pdf/0707/0707.1161v2.pdf. Version: 2007, Abruf: 12.04.2009
- [7] LIOU, K.N.: *See for example [Siehe zum Beispiel]: An Introduction to Atmospheric Radiation [Eine Einführung in die atmosphärische Strahlung]*. 2002. – second edition
- [8] *Kapitel 10.2*. In: RIEDI, P.C.: *Black Body radiation [Schwarzkörperstrahlung]*. 1988. – second edition
- [9] *Kapitel in particular [insbesondere] 8.3*. In: PIERREHUMBERT, R. T.: *on thermal inertia [über thermische Trägheit]*. Chicago : The University of Chicago, 2008
- [10] WEART, Spencer: *The Discovery of Global Warming [Die Entdeckung der globalen Erwärmung]*. <http://www.aip.org/history/climate/>. Version: 2008, Abruf: 12.04.2009. – - for a good discussion of the development of more and more detailed climate models [für eine gute Diskussion über die Entwicklung von mehr und detaillierteren Klima-Modellen]

- [11] EBEL, Jochen: *Der Treibhauseffekt existiert doch - Kommentierung von [6] [Nevertheless, the greenhouse effect exists - comment of [6]]*. <http://www.ing-buero-ebel.de/Treib/Auszug.htm>. Version: 2007, Abruf: 12.04.2009
- [12] *Planetary Fact Sheet - Metric [Datenblatt für die Planeten im metrischen System]*. <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/factsheet>. Version: 2007, Abruf: 12.04.2009
- [13] BRONSTEIN, I. N. ; A., Semendajew. K.: *Taschenbuch der Mathematik*. 7. Auflage. Frankfurt am Main : Wissenschaftlicher Verlag Harri Deutsch GmbH, 2008. – ISBN 978-3-8171-2017-8
- [14] GMBH, Newport E.: *Emissionstabellen*. <http://www.omega.de/pdf/ir-book/ti1008.pdf>, Abruf: 12.04.2009
- [15] BARTEC MESSTECHNIK UND SENSORIK: *Emissionstabellen*. http://www.bartec.de/homepage/deu/downloads/produkte/19_temperatur/Ti%_Tabelle_Emission_d.pdf, Abruf: 12.04.2009
- [16] BAKAN, S. ; RASCHKE, E.: Der natürliche Treibhauseffekt. In: *Promet (Deutscher Wetterdienst)* 28 (2002), Nr. 3/4, 85-94. http://dmg-ev.de/gesellschaft/publikationen/pdf/promet/pdf_gross/promet_28_34.pdf
- [17] LUTHER, F. M. ; ELLINGSON, R. G.: Carbon Dioxide and the Radiation Budget [Kohlendioxid und Strahlensbilanz]. In: *Projecting the Climatic Effects of Increasing Carbon Dioxide [Prognose der Klimateffekte des Ansteigenden Kohlendioxids]*, United States Department of Energy, DOE/ER 0237, Dec. 1985, S. 25 – 55
- [18] GRIGULL, Ulrich ; SANDNER, Heinrich: *Wärmeleitung*. Berlin Heidelberg New York : Springer-Verlag, 1979. – ISBN 3-540-09169-6
- [19] KAMKE, E.: *Differentialgleichungen*. Bd. Band I. Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G., 1962
- [20] KNEER, R.: *FEUERUNGSTECHNIK*. Lehrstuhl für Wärme- und Stoffübertragung. Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen. http://www.wsa.rwth-aachen.de/uploads/tx_lnetfiles/skript_ft_komplett_20-11-06.pdf. Version: 2006, Abruf: 12.04.2009
- [21] SCHUSTER, Norbert ; KOLOBRODOV, Valentin G.: *Infrarotthermographie*. Weilheim [u.a.] : Wiley - VCH, 2000. – ISBN 3-527-40130-X