

近年の異常気象に関する研究

名古屋大学

工学部 建築学科

石川 喜久男

目次

1. 異常気象の概要

2. 二酸化炭素の増加に伴う 地球温暖化

- (1) 二酸化炭素の増加による
温度上昇のメカニズム
- (2) 大気と放射過程を考慮した
放射輸送方程式の導出とそ
の計算結果

3. 文献・その他

1. 異常気象の概要

最近(1970 ~1984)の主な異常気象

気象庁の気候変動調査委員会は、1974年3月、「近年における世界の異常気象の実態調査とその調査の見通しについて」を公表した。第一報(1974)は、異常気象の定義を次のように示している。「過去30年間に對して著しい偏奇を示した天候をもって、異常気象とする」また、第二報(1979)では具体的に次のように定義している。「それぞれの地点で月平均気温や月降水量が過去30年間、あるいはそれ以上にわたって観測されなかったほど平均値から偏った場合」あるいは、月平均気温が正規分布する場合、「月平均気温偏差値が標準偏差の2倍以上大きい場合を異常高・低温とし、月降水量が過去30年間のどの値よりも大きい、あるいは小さい場合、それぞれ異常多雨・異常小雨とする」

異常気象を気象学的に定義すると以上のようになる。しかし、我々が一般的に考える異常気象は、暖冬、寒波、干ばつのように明らかにおかしいと感じられるものである。過去15年間に世界各地で毎年のように厳しい異常気象が発生し、人間活動、社会・経済活動に多大な影響を及ぼしている。以下に最も顕著なものを述べる。

1968~73年にサハラ砂漠南辺のスーダン・サハール地方を大干ばつが襲い、500万km²(日本の約14倍)に住む6000万人の人々が強い影響を受け、多くの人々が飢餓に瀕し牧草不足のため次々と倒れた。この地方の加重な放牧と過大な焼畑農耕が半乾燥地帯の砂漠化に拍車をかけ、このような大干ばつに発展してしまった。1972年には、ソ連の大干ばつによる小麦の大凶作、ペルー沖のエルニーニョ現象の出現でアンチヨビ(かたくち鰯)が大量に死に漁獲量が半減した。その魚粉は飼料や肥料として広く使用されていたため、代替物として大豆粕が多量に使われたために世界の農業市場は大混乱した。1974年には、南西モンスーンの不活発でインドの食料生産は激減した。1975年には、欧州が干ばつに見舞われ、広範囲の経済混乱に陥った。1977年には、アメリカ東部が大寒冬で工場・学校は閉鎖を強いられ、ニューヨーク市では「非常事態宣言」が出されたほどであった。1982年には、エルチヨン火山が噴火し、その後数年間に渡り世界的規模での気候異変を引き起こした。また、1982・83年には、南米ペルー沖で今世紀最大級のエルニーニョ現象が発生した。昨

	日 本	外 国
1970	寒冬、寒春	東欧寒冬
1971	北日本冷夏(冷害) 沖縄猛暑	アルゼンチン豪雨 アマゾン洪水
1972	47.7豪雨	ソ連、インド、西アフリカなど各国干ばつ
1973	全国的な猛暑 干ばつ	西アフリカ干ばつ
1974	寒冬豪雪	北米霜害、西欧寒波
1975	異常残暑	ソ連暖冬、暖春、猛暑
1976	北・中部日本冷夏 冷害	西ヨーロッパ猛暑 干ばつ
1977	寒冬、冷夏	アメリカ寒冬
1978	猛暑、干ばつ	アメリカ寒冬
1979	暖冬	ソ連干ばつ
1980	冷夏、冷害	アメリカ猛暑 ソ連干ばつ
1981	寒冬豪雪、梅雨寒 早冷、冷害	カナダ暖冬 ソ連干ばつ
1982	長梅雨、冷害	オーストラリア、インド、南アフリカ干ばつ
1983	暖春、梅雨寒 冷害	アメリカ猛暑、干ばつ
1984	冷春、猛暑 大寒冬、多雪	ソ連暖冬、南欧冷春 オーストラリア多雨 アフリカ干ばつ

1985年には南米コロンビアにおいてネバデルルイス火山が噴火し、氷河が溶け泥流となり麓の町アルメロを一瞬にして墓場と化し、25,000人といわれる人々が犠牲となったことは記憶に新しい。1983年秋には、二酸化炭素による温室効果の影響を報告するEPAレポート発表され大きく報道された。

このように世界的に猛暑、寒冬、干ばつが発生し、異常気象として報道され一般の興味を大きく引き、異常気象がクローズアップされている背景には、人間活動、社会・経済活動の巨大化・複雑化に伴い、異常気象の影響をより一層大きく受けるようになって来た事実がある。

本稿ではこの内、近年懸念されている二酸化炭素の増加による温暖化について考察する。

2. 二酸化炭素の増加に伴う地球温暖化

(1) 二酸化炭素の増加による温度上昇のメカニズム

地球の有効ふく射温度 T_e は、吸収された太陽ふく射と地球からの赤外線ふく射を平衡に保つように定まる。よって、地球の半径を R 、地球のアルベド（太陽ふく射が、地表面で反射される時の地球の反射率）を A 、太陽定数（大気圏外において、太陽光線に垂直な単位面積の平面が、1分間に受ける熱量）を S_0 とすると、

$$\pi R^2 (1 - A) S_0 = 4 \pi R^2 \sigma T_e^4 \quad (2.1)$$

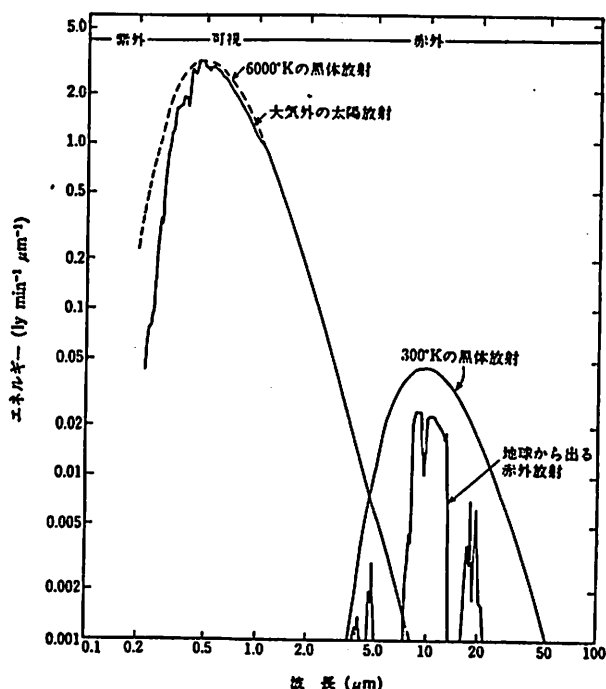
σ : ステファンボルツマン定数

が成り立つ。地球のアルベドは地球全体では $A \sim 0.3$ であると考えられ、 $S_0 \sim 1380 \text{ W/m}^2$ であるから、(2.1) 式により、 $T_e \sim 255 \text{ K}$ となる。実際の地球表面温度 T_s は、 $T_s \sim 288 \text{ K}$ であり、 $T_s - T_e$ がここで問題とする温室効果の結果である。

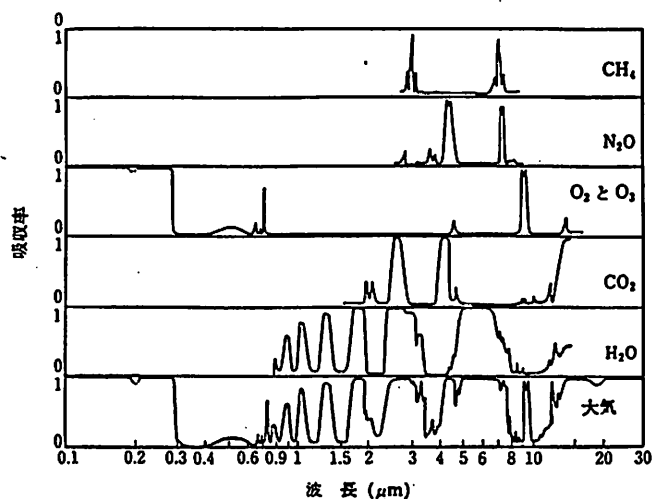
次に、この温室効果の構造を説明する。

太陽からのふく射は地上に到達するまでに、大気中の雲・エアロゾル・気体分子により吸収・散乱し、地上に達するまでに減衰する。図Aに示すように、太陽ふく射は波長 $0.1 \sim 3 \mu\text{m}$ の短波ふく射である。波長が $0.3 \mu\text{m}$ より短い紫外線は対流圏界面（高度約11km）に達する前に、 $\text{O}_2 \cdot \text{O}_3$ によりほぼ完全に吸収される。ところが、それ以上の波長域である可視光線の部分、特にふく射強度が最大である波長領域では吸収は極めて弱く、可視光線の多くは大気を透過し地表面に達する。

地球からのふく射は、波長 $3 \sim 4 \mu\text{m}$ から数十 μm までの赤外線ふく射である。この内、 $5 \sim 8 \mu\text{m}$ と $17 \mu\text{m}$ 以上の波長のふく射は水蒸気により良く吸収され、 $4 \sim 5 \mu\text{m}$ と $12 \sim 17 \mu\text{m}$ の波長のふく射は炭酸ガスにより良く吸収される。



図A 太陽の短波放射と地球の長波(赤外線)放射
(セラーズ, 1965)



図B 大気内のおもな吸収物質による吸収率
(フリーグルとブーシンガー, 1980)

図Aより地球から出る赤外線ふく射の大部分は、8~12 μ mの波長域のふく射であることが分かる。ただしこの「大気の窓」と呼ばれる波長域でも、わずかかではあるがCO₂の吸収があることが図A・Bを見比べて分かる。このため、CO₂量増加がこの大気の窓を徐々に閉じる可能性のあることが予想される。

ここで、図Cに示したように地球大気を薄い層であるとし、この層の吸収率を太陽ふく射に対し α 、地球ふく射に対し β と仮定する。この気層に I_e （日射量）が入射し、地表面温度を T_g 、気層温度を T_a とする。気層は αI_e の日射を吸収し、地表面からのふく射の内 $\beta \sigma T_g^4$ を吸収し $2 \sigma T_a^4$ のふく射をしている。一方、地表面は $(1 - \alpha) I_e$ の日射を入射し、気層からのふく射 σT_a^4 を吸収し、 σT_g のふく射をしている。よって、気層と地表面がふく射平衡にある時、

$$\alpha \pi r^2 I_e + 4 \pi r^2 (-2 \sigma T_a^4 + \beta \sigma T_g^4) = 0 \quad (2.2)$$

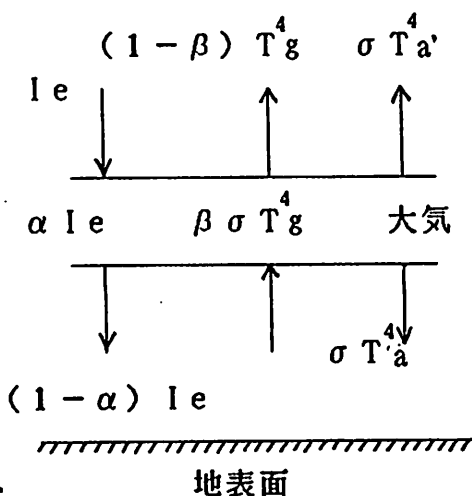
$$(1 - \alpha) \pi r^2 + 4 \pi r^2 (\sigma T_a^4 - \sigma T_g^4) = 0 \quad (2.3)$$

が成り立つ。(2.2),(2.3)式より T_a を消去すると、

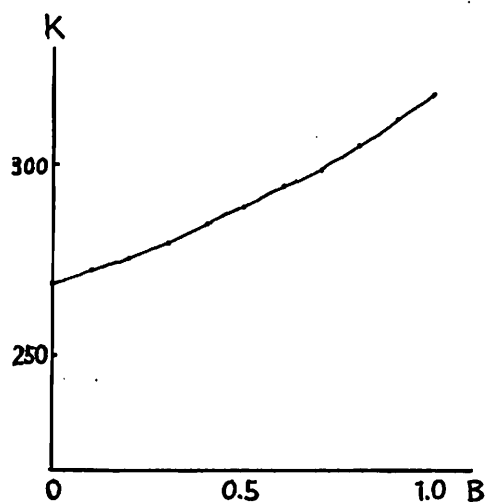
$$T_g = \{ (2 - \alpha) I_e / (2 - \beta) 4 \sigma \}^{\frac{1}{4}} \quad (2.4)$$

が得られる。(2.4)式において、 α 一定として、 β の値が大きくなる、即ち地球ふく射に対する大気の吸収率が増加すると、 $(2 - \alpha) / (2 - \beta)$ の値は大きくなり地球表面温度 T_g は上昇することになる。

$\alpha = 0.3$ とすると、 $I_e = 1.98 \text{ cal cm}^{-1} \text{ min}^{-1}$ 、 $\sigma = 5.67 \times 10^{-4} \text{ erg cm}^{-1} \text{ deg}^{-4} \text{ sec}^{-1}$ であるから、(2.4)しきより β を0から1まで0.1ずつ変化させたとき、 T_g の値は下図のように変化する。



B 0	T	268.239
B .1	T	271.701
B .2	T	275.399
B .3	T	279.362
B .4	T	283.628
B .5	T	288.242
B .6	T	293.256
B .7	T	298.74
B .8	T	304.779
B .9	T	311.481
B 1	T	318.992



図C

(2) 大気と放射過程を考慮した放射輸送方程式の導出とその計算結果

(1) で述べた二酸化炭素の増加による温度上昇の機構をさらに詳細に解説し、また放射輸送方程式を用いて温度変化を計算する過程を述べた文献として、

A. SCIENCE

28 August 1981

Volume 213 Number 4511

"Climatic Impact of Increasing
Atmospheric Carbon Dioxide"

J. Hansen, D. Johnson, A. Lacis
S. Lebedeff, P. Lee, D. Rind

B. MONTHLY WEATHER
REVIEW

December 1961

Volume 89, Number 12

"ON THE RADIATIVE EQUILIBRIUM AND
HEAT BALANCE OF THE ATMOSPHERE"

SYUKUROU MANABE , FRITZ MOLLER

がある。以下にこの抄訳を掲げる。

1880年には1年間で大気中のCO₂は280ppmから300ppmに増加した。1980年には1年間に335ppmから340ppmに増加した。これは主に化石燃料の燃焼によるものである。森林伐採や人間の生活圏の拡大に伴う生態系の変化などもCO₂増加の一因となったのかもしれないが、それがCO₂増加におよぼす正味の影響量はある一定の限度枠内に限られるであろう。CO₂の存在量はたとえ化石燃料の使用量の増加が緩やかなカーブを描くとしても、21世紀には600ppmに達するであろうと予測されている。

地球の大気は7~14 μ mの赤外線透過してしまう。従ってこの波長域は、⁽¹⁾”大気の窓”と呼ばれる。しかし、CO₂はまずいことにちょうどこの範囲の波長の赤外線を良く吸収してしまう。したがって、CO₂が増加するとこの”窓”が段々と閉じられることになる。すると本来なら大気中の分子からのふく射と地表からのふく射のうち7~14 μ mの赤外線は透過してしまうのに、CO₂が増加すると7~14 μ mの赤外線がCO₂によって吸収され地球外に直接放射できなくなる。即ち、地球外に放射される熱ふく射は高層の低湿大気からの放射ということになる。従って、その分下方の大気と地表の温度がいわゆる”温室効果”によって暖められることになる。

CO₂増加による温度上昇を表わす最も精度の高いモデルによると、もしCO₂が現在の300ppmから2倍の600ppmになると平均気温は2~3.5 $^{\circ}$ C上昇する。しかし、このモデル理論を受け入れる上での大きな支障は歴史的な長さで観測されたCO₂の増加とそれに伴って起こる温度上昇のデータがないことである。実際北半球では、1940年から1970年までの急速にCO₂が蓄積された期間に温度が約2.5 $^{\circ}$ Cしか上昇していない。さらに最近、「気候のモデル理論はふく射の2次的効果の影響を過大評価しすぎている。」という主張がなされ、「温室効果の現象は果たして良く理解されているのか？」という論争が巻き起こった。

それではまず、気候に及ぼし得るふく射の2次的影響の理論上の結果と実際の結果を比較するために、温室効果のメカニズムと1つの単純なモデルを述べてみることにしよう。我々は過去百年間に観測された温度変動を全体に渡って調べ、過去に知られている気候変動モデルがどの程度まで近似しうるか常にチェックしながら、この観測された変動と全体的な気候モデルによる計算結果とを比較し、最終的に次世紀に予測されるCO₂による温度上昇を計算しそれが他にどのような影響を及ぼすかを議論してみることにする。

著者紹介

J.Hansen, D.Johnson, A.Lacis, S.Lebedeff, P.Lee, D.Rind, G.Russell

各氏はNASA航空宇宙研究所、ゴダード航空宇宙センター、ニューヨーク10025の大気物理学者である。

D.Johnson氏はゴダード航空宇宙研究所とコロンビア大学で行なわれた惑星と気候に関する夏期特別講座の関係者としてCO₂調査に貢献した。

(1) 赤外線

可視部を長波長、低エネルギー方向に越えた第一の領域は、赤色光の先、つまり赤外領域である。この領域が熱ふく射に関係があることは、かなり以前か

らわかっていった。電熱器が赤色光を中心とする可視光と熱ふく射を同時に放出するという事実は、この関係の実証である。

この領域の光子に対応するエネルギー変化は、可視光に伴う外殻電子の変化よりかなり小さくて、分子内または個体格子全体中の相互作用から生ずるものである。励起された気体分子の赤外放出を調べてみると、観測されるスペクトル線を分子全体の伸縮、湾曲およびその他の振動のエネルギーに関係付けられることがわかる。この種の研究によって分子を構成している原子間力がどのようなものであるかを知ることができる。個体の放出する赤外線では、線スペクトルが広がって帯状をなしているが、帯の間隔を測定することにより、結晶格子の構造について正確な知識が得られることが多い。

気体スペクトルの場合を図Aの右上に図示してある。これは水分子の振動である。この3角形の分子は、おのおのの端に水素原子がふたつある2つの腕を持つ。分子は速い振動の状態、遅い振動の状態にありうるが、これらの振動エネルギーの変化が、赤外線の放出、吸収を伴うのである。いろいろな分子のいろいろな振動状態の変化によって赤外領域全体が生ずる。この領域のエネルギーの範囲が例によって図Aの中央部に示してある。そこでわかることは、このような分子の運動に伴うエネルギー変化は、原子内電子の状態変化に比して約 $1/100$ であり、したがって波長は 10m にまで増大している。

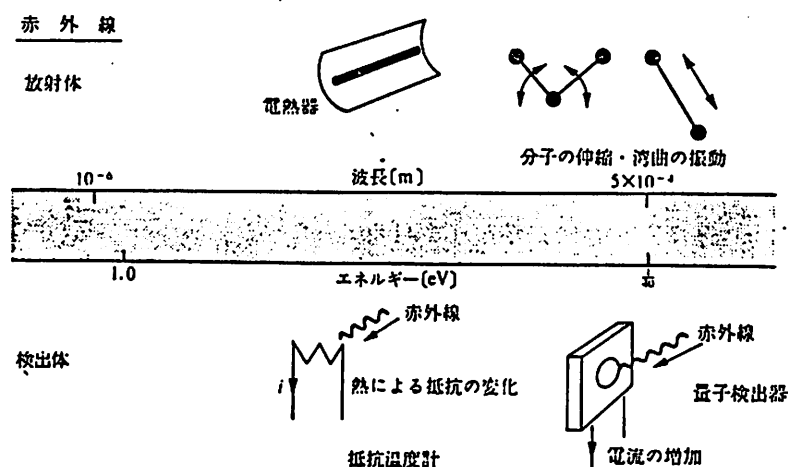


図 1.5

温室効果

地球の有効ふく射温度 T_e は、吸収された太陽ふく射と地球からの赤外線放射を平衡状態に保つ時の温度である。

$$\pi R^2(1-A) S_0 = 4 \pi R^2 \sigma T_e^4 \quad (\text{A.1})$$

あるいは、

$$T_e = [S_0 (1-A) / 4 \sigma]^{1/4} \quad (\text{A.2})$$

R : 地球の半径 ⁽²⁾

A : 地球のアルベド ⁽³⁾

S_0 : 太陽ふく射流量

σ : ステファンボルツマン定数 ⁽⁴⁾

$A \sim 0.3$ 、 $S_0 = 1367 \text{ W/m}^2$ のとき $T_e \sim 255 \text{ K}$ となる。

実際の表面温度 T_s は、 $T_s \sim 288 \text{ K}$ である。 $T_s - T_e$ は、ガスと雲による温室効果による。そして、ガスと雲により平均ふく射レベルは表面温度になる。温室効果による温度上昇の概算値は、

$$T_s \sim T_e + \Gamma H \quad (\text{A.3})$$

H : 宇宙空間への実際の高度。

Γ : 地表面と H との間の平均温度減率。 ⁽⁵⁾

である。

純粹にふく射による高度方向の温度勾配が対流的に不安定である赤外部で、地球の対流圏は十分不透明であり、垂直方向の熱輸送を伴う大気運動が生じ、結果として $\Gamma \sim 5^\circ\text{C}$ から 6°C/km となる。湿潤空気は上昇し冷却されるに従い潜熱を発生する。また、垂直方向に熱を輸送する大気運動は局地的な対流だけではなく大きなスケールで見た大気の運動エネルギーを含んでいる。このため、平均温度減率は乾燥断熱値より小さくなる。 ⁽⁶⁾ H の値は中緯度で約 5 km (このとき $\Gamma \sim 6.5^\circ\text{C/km}$)、地球全体の平均値は $\sim 6 \text{ km}$ ($\Gamma \sim 5.5^\circ\text{C/km}$) である。

温室効果の結果生ずる表面温度は、一定の流入率を持つ漏れ穴のあるバケツの水深に類似している。もし、バケツの穴の大きさを少し小さくすると、水深と水圧は穴からの流出率が流入率と再び等しくなるまで増加する。同様に、もし大気中の赤外線の不透明さが増加すると、惑星からのふく射による放射と吸収された太陽エネルギーが再び等しくなるまで、地表面と大気の間温度は増加するであろう。

温室効果理論はいくつかの惑星調査によりテストすることができ、種々の状況で広範囲に渡る実験の全体的効果を得られるのである。火星、地球、金星の大気構成は、約 1 、 6 、 70 km の平均ふく射レベルと、 $\Gamma \sim 5^\circ\text{C}$ 、 5.5°C 、 7°C/km の気温減率であることが分かった。予測された温室効果の存在と大きさのオーダーは、これらの惑星から観測された表面温度により確かなものとなった。現在金星と火星で宇宙船により収集されているデータ、から温室効果に影響するふく射的、力学的メカニズムがより一層明確になるであろう。

(2) アルベド

アルベドとは、ある面に入射するフラックスに対する反射フラックスの割合として定義されるが、放射の波長域は一般に全波長に対する平均値としている。それでも入射光の角度分布や大気の透過率によってアルベドは変化するので、例えば日平均値とか季節別平均や年平均として値を定めることが多い。しかし、基本的には地球表面のアルベドは、それを構成している各々の表面の波長別、入射角度別の反射特性を合成したものであるから、代表的な表面の特徴を表Bに示す。

この表は、地球表面を作っている四つの表面の反射特性を、(1) 入射光の波長に対する反射特性、(2) 反射光の角度分布、(3) アルベドの値の三点で整理してまとめたものであり、全体の様子を理解しやすくしている。

一方、各々の表面のアルベド値は、その表面の色、凹凸、湿り気などによって変わり、一定の値をとるものではないが、代表的な値を表Cにあげておく。

地表面の反射特性 (パートマン, 1967; コンドラティエフ, 1972 参照)

表面	分光特性	反射特性	反射率
土壌, 岩石	1~2 μm が最大反射 湿気により減少	後方および前方散乱 砂は強い前方散乱 ロームは弱い前方散乱	5~45% 湿気により5~20%減少 平滑面は高反射 日変化, 低い太陽で高反射
植 生	0.5 μm 以下で低反射 0.5~0.55 μm で極大 0.68 μm で葉緑素吸収 0.7 μm で強い反射 2 μm 以上で減少 育成期に依存	後方散乱強し 前方散乱弱し	5~25% 日変化, 低い太陽で高反射 年変化
水 面	0.5~0.7 μm で最大 波と混濁度に依存	前方, 後方散乱強し	低反射率 日変化, 低い太陽で高反射 波と混濁度に依存
雪 氷	波長とともに減少 純度, 湿り気に依存	鏡面反射と拡散反射 鏡面反射は入射角に依存	25~80%

自然表面の放射特性 (オーク, 1978)

地表面	備 考	アルベド α	射出率 ϵ
土 壤	暗い, 湿润 明るい, 乾燥	0.05-0.40	0.90-0.98
砂 漠		0.20-0.45	0.84-0.91
草 地	長い (1.0 m) 短い (0.02 m)	0.16- 0.26	0.90- 0.95
農作地			
ツンドラ		0.18-0.25	0.90-0.99
果樹林		0.15-0.20	
森 林			
落葉樹	落葉時 着葉時	0.15- 0.20	0.97- 0.98
針葉樹		0.05-0.15	0.97-0.99
水	天頂角小 天頂角大	0.03-0.10 0.10-1.00	0.92-0.97 0.92-0.97
雪	旧 雪 新 雪	0.40- 0.95	0.82- 0.99
氷	海 氷 氷 河	0.30-0.45 0.20-0.40	0.92-0.97

名古屋大学工学部建築学教育

(3) 太陽ふく射流量 (太陽定数)

太陽定数とは、地球に入射する太陽エネルギーを見積る基本定数であり、その名の通りあまり変動のない”定数”と考えられて来た。しかし、太陽面に存在する黒点数には周期的変動があることが知られており、当然、太陽定数にもなんらかの変動があると考えられる。そして、最近では、気候変動の問題に関連してその変動性を見極める努力が強く求められるようになった。もちろん、その背景には、衛星観測の時代に入り技術的にもその変動性を確認できる段階に至った経緯がある。

さて、地球に入射する太陽エネルギーといっても、地球の公転軌道は真円ではなく、また、地球の形も球形に近い洋梨形であるので、その値には統一的な定義が必要になる。そこで、太陽定数とは”1天文単位、すなわち平均の地球、太陽間距離 ($1.495985 \times 10^8 \text{ km}$) の位置における地球大気外で太陽光線に直交する単位表面が受ける全波長の放射エネルギーのフラックス”と定義されている。

太陽定数の値は、もっか、WMO (世界気象機関) で標準値を決めようとしているが、1980年にスイスのダボスで開かれた会議の結果では $1367 \pm 7 \text{ Wm}^{-2}$ とするよう勧告されている。なお、気象庁では、1957年以来 1382 Wm^{-2} ($1.98 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$) を基準値として採用している。

(4) ステファンボルツマンの法則

黒体表面の単位面積から単位時間に放出される全波長の放射エネルギーの量 (黒体の全放射度) E は、黒体の絶対温度 (T) の4乗に比例し $E = \sigma T^4$ で与えられるという法則。 σ はステファンボルツマンの定数で $\sigma = 5.6698 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ deg}^{-4} \text{ sec}^{-1}$ である。

(5) 温度減率

高さによる温度の減少率をいう。この言葉は、気塊を上昇膨張させたときにその気塊自身の温度の減少率を示すときにも、周囲の大気中の温度の成層状態つまり、気温の高度分布を示す減率を意味する場合にも用いられる。特に、気塊が断熱膨張で冷却するときの減率は、乾燥空気または乾燥級の場合を乾燥断熱減率、飽和空気または成雨級、成雪級の場合を湿潤 (または飽和) 断熱減率という。

(6.1) 乾燥断熱変化

乾燥空気の断熱過程をいう。熱力学の第1法則より、この過程の温度と気圧の関係は、 $Tp = \text{一定}$ であらわされる。ただし、 $k = R / C_p = 0.2857$ 、 R : 乾燥空気の気体定数、 C_p : 定圧比熱、 T : 絶対温度、 p : 気圧。温位 θ と mb 単位の気圧をもちいると、上の関係は $T / p = \theta / 1000$ とも表示できる。断熱図上でこの関係式を示す線群が乾燥断熱線で、それは、温位一定の線でもあ

る。空気が水蒸気を含んでいても、未飽和の場合は近似的に乾燥断熱変化の式で取り扱うことが多い。

(6.2) 乾燥断熱減率

乾燥空気が断熱的に鉛直変位したときの温度変化率で、運動する気塊の温度と周囲の温度とが十分に近いと減率は $g/c_p=0.977^\circ\text{C}/100\text{m}$ であたえられる。

1次元モデル

0次元の(A.1)式のモデルと比較して1次元のふく射・対流モデル(1-D RC) <温度を高度の関数として扱う>は、惑星の温度をリアルに近似できる。1-D RCモデルから求められるCO₂変化に対する地表面温度の精度は、3次元的全体循環モデル(GCM)から求まる平均地表面温度の精度と類似している。

しかし、このようにうまく一致したからといってこのモデルが確実に正しいものであるとはいえない。それはただ、1-D RCモデルである種の基本的なメカニズムとフィードバックの効果、影響を近似的に予測し得るといえるだけである。しかしこのようにうまく一致したということだけで、単純な1次元モデルによって全般的な平均温度の変動に関する有効な研究ができるようになるのである。

1-D RCモデルは、基本的なふく射によるエネルギー流量と対流によるエネルギー流量から高さ方向の温度変化を計算するため、時間が進んでいく手順を使っている。

$$T(h, t + \Delta t) = T(h, t) + (\Delta t / C_p \rho) (dF_r / dh + dF_c / dh) \quad (\text{A.4})$$

C_p : 定圧比熱

ρ : 空気密度

h : 高度

dF_r / dh 、 dF_c / dh : ふく射、対流による全熱流量の勾配

dF_r / dh を求めるためにふく射輸送方程式をすべての周波数にわたって積分する。この時、前のタイムステップの温度プロファイルと仮定した大気組成を用いる。 dF_c / dh の項は先に定めた大気の高さによる温度変化の平均値 $6.5^\circ\text{C}/\text{km}$ を越えないようにするために必要とされるエネルギー移動である。この限界は垂直方向の混合と、大きなスケールで見た運動の効果により変化する。

このふく射計算では効果的にするために吸収係数をその強さにより分類する手法を用いた。圧力と気温に依存する吸収係数は各吸収線の計算から求める。H₂O, CO₂, O₃, N₂O, CH₄ などの吸収係数がこれである。H₂Oは連続的な吸収をする。気候学的な雲のカバーする地表面積(50%)とエアロゾルの性質も考慮する。これは、高度により適切に分割して値を定める。低層の雲(0.3)、中層の雲(0.1)、高層の雲(0.1)である。雲とエアロゾルの波長への依存は”ミ-散乱理論”によって求められる。複合した散乱と気体の吸収帯の重複部分も含まれている。我々の計算は、低吸収域である $8 \sim 12 \mu\text{m}$ のO₂帯を含んでいる。しかし、CO₂による温度上昇の90%以上は高吸収域である $15 \mu\text{m}$ のCO₂帯が原因である。また、この吸収帯は $7 \sim 20 \mu\text{m}$ のH₂Oの窓の一方を閉ざしている。

(A.4) 式を導く。

図 A.8のように面積 1、高さ δh の空間を通るふく射・対流熱流を考える。ここで、高度 h におけるふく射熱流を $Fr(h)$ 、対流熱流量を $Fc(h)$ とする。

$Fr(h + \delta h)$ をテーラー展開すると、

$$Fr(h + \delta h) = Fr(h) + \frac{dFr}{dh} \delta h + \frac{1}{2!} \frac{d^2Fr}{dh^2} (\delta h)^2 + \frac{1}{3!} \frac{d^3Fr}{dh^3} (\delta h)^3 + \dots \quad (A.10)$$

第3項以下は無視できるから、

$$Fr(h + \delta h) = Fr(h) + \frac{dFr}{dh} \delta h \quad (A.11)$$

同様にして、

$$Fc(h + \delta h) = Fc(h) + \frac{dFc}{dh} \delta h \quad (A.12)$$

これらは高度 $h + \delta h$ におけるふく射・対流熱流量をそれぞれ表わしている。よって微小時間での流入熱量 Q_1 と流出熱量 Q_0 は次式で表わされる。

$$Q_1 = (Fr(h) + \frac{dFr}{dh} \delta h + Fc(h) + \frac{dFc}{dh} \delta h) \delta t \quad (A.13)$$

$$Q_0 = (Fr(h) + Fc(h)) \delta t \quad (A.14)$$

よって残留熱流量 Q_S は、

$$Q_S = (\frac{dFr}{dh} \delta h + \frac{dFc}{dh} \delta h) \delta t \quad (A.15)$$

となる。

また、単位時間の残留熱流は、定圧比熱 C_p 、空気密度 ρ とすると、

$$1 \cdot \rho \cdot C_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \delta t \quad (A.16)$$

とも書くことができる。

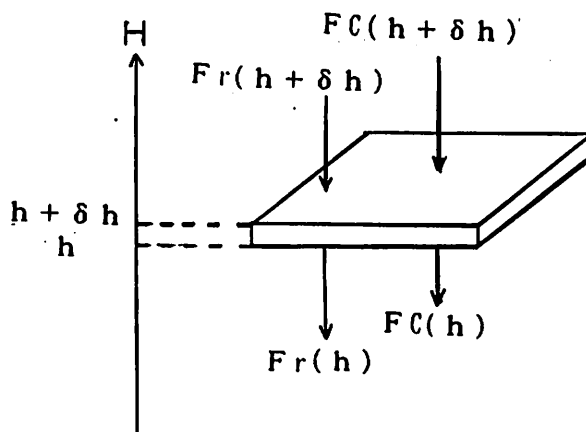


図 A.8

よって、(A.15),(A.16) 式より

$$\frac{dFr}{dh} + \frac{dFC}{dh} = \rho \cdot C_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{A.17})$$

となる。T(h,t+Δt)をテーラー展開すると、

$$T(h, t + \Delta t) = T(h, t) + \Delta t \frac{\partial}{\partial t} T(h, t) + \frac{1}{2!} \Delta t^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} T(h, t) + \dots \quad (\text{A.18})$$

となる。第3項以下は無視できるから、

$$T(h, t + \Delta t) = T(h, t) + \Delta t \frac{\partial}{\partial t} T(h, t) \quad (\text{A.19})$$

となる。

(A.17)式より、

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho C_p} \left(\frac{dFr}{dh} + \frac{dFC}{dh} \right) \quad (\text{A.20})$$

よって、(A.19),(A.20) 式より、

$$T(h, t + \Delta t) = T(h, t) + \frac{\Delta t}{\rho C_p} \left(\frac{dFr}{dh} + \frac{dFC}{dh} \right) \quad (\text{A.21})$$

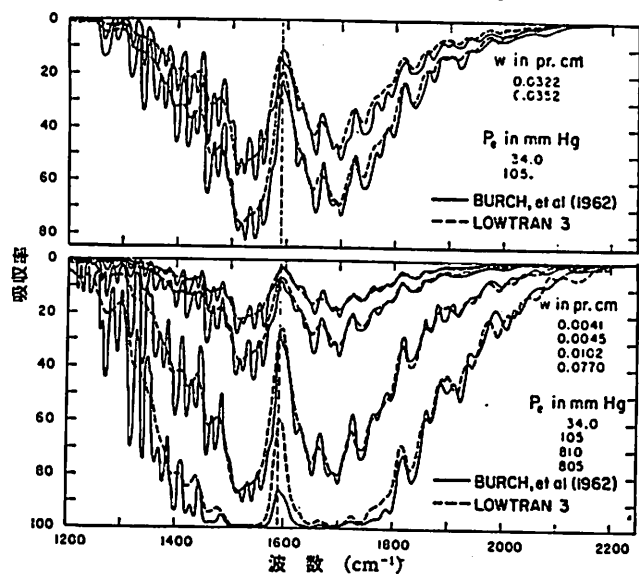
となる。

(7) 吸収係数

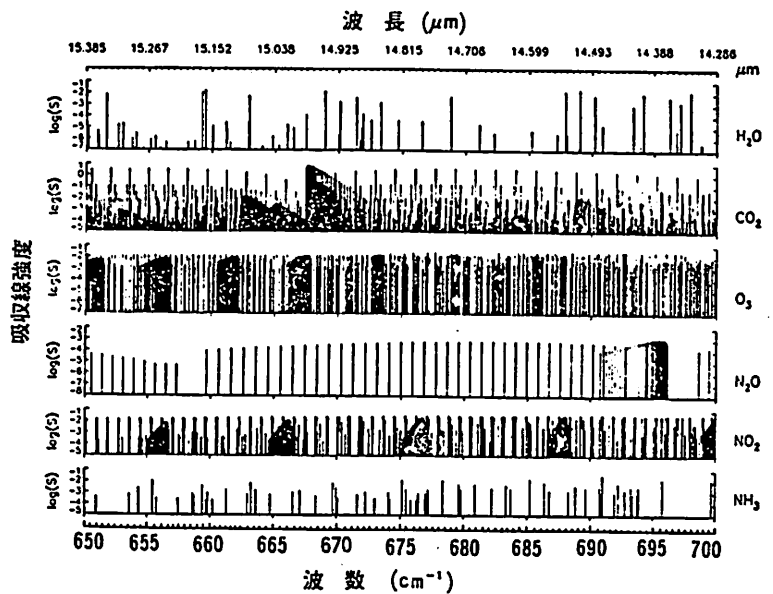
放射が媒質中を伝播するとき、そのエネルギーは吸収と散乱によって進行と共に減衰する。今、吸収による減衰のみに着目し、波長の単色放射が密度 ρ の媒質中を距離 x だけ伝播するとき、その強度が I_0 から I_1 に減衰したものとすると、ブーゲの法則から $I_1 = I_0 e^{-a \lambda \rho x}$ が成り立つ。この式において定義される $a \lambda$ を単位質量当たりの吸収係数、 $\eta = a \lambda \rho$ を単位体積当たりの吸収係数という。

(8) 吸収線

物体による放射の吸収スペクトルを見ると、特定の波長を中心とする非常に狭い波長範囲に線状の吸収が生じていたり、このような線状の吸収が集まって1つの吸収帯を構成している場合と、広い波長範囲に連続的な吸収が生じている場合とがある。前者のような場合に1つ1つの線状の吸収を吸収線という。単原子の気体では個々の電子状態の遷移により、また多くの原子分子の気体では個々の回転状態の遷移により吸収線が生ずる。



H₂O の 6.3 μm 帯 (ν₂ 帯) の低分解能スペクトルの例。実線はパーチらの実測、点線は理論的に求めた低分解能スペクトル。(セルビーとマックラッチャー, 1975)



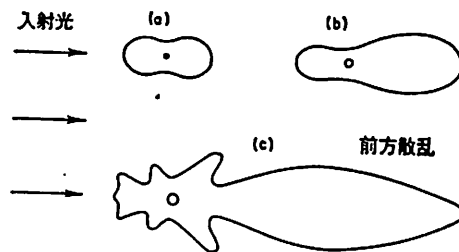
CO₂ 15 μm 帯の中心付近にある大気分子による吸収線群の位置と強度の分布図。(パークラ, 1981)

(9) エアロゾル

空気中に含まれる個体や液体の微粒子。

(10) ミー (Mie) 散乱

大気中には雲粒や浮遊塵があるが、これらの粒子は分子よりは数桁大きいので、レーリー散乱とは異なる散乱になる。このように大きな粒子による散乱をミー散乱(Mie scattering)という。ミー散乱はレーリー散乱より波長による変化は小さい。大気中に浮遊する細塵が多くなるとミー散乱が発生し、いろいろの波長の光が均等に含まれるので空が白く濁って見える。別な言い方をすれば、空が青いときはミー散乱を起こすような粒子は少なく、工場地帯などで大気中に粒子が多くなると空は白く濁って見える。



散乱光の角度分布. (a) 小粒子によるレーリー散乱のパターン; (b) 中粒子, (c) 大粒子によるミー散乱のパターン.
(リョウ, 1981)

(11) 吸収帯

吸収スペクトルにおいて密接した吸収線の集まり、またはある波長域に連続的な吸収が起こって帯状をなしているものをいう。吸収物質が分子状態にあるときによく現われる。気体の場合、遠赤外部での吸収に際しては分子の回転、近赤外および可視部での吸収に際しては分子の振動と回転がこれをつくる。前者を回転帯、後者を振動回転帯という。

モデルの精度

我々は種々のプロセスを個々にモデルに当入することにより、気候モデルに影響することが知られている主要なプロセスを検討してみることにする（表1参照）。

モデル1では、絶対湿度の値が固定されている。また、高度による温度減率は $6.5\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{km}$ （対流圏）である。雲の高度も固定されている。また、雪氷・植物によるアルベドフィードバックはない。この場合大気中の CO_2 が2倍になると平衡地表温度は $1.2\text{ }^{\circ}\text{C}$ 上昇する。これはフィードバックの影響を無視した純粋なふく射、対流の結果であり大変興味深いものである。

モデル2は、相対湿度の値を固定しただけで他の点ではモデル1と同じである。この時、 CO_2 倍増により温度は $1.9\text{ }^{\circ}\text{C}$ 上昇する。このように温度上昇に伴い水蒸気が増加した時フィードバック係数は1.6となる。相対湿度を固定することは物理的な議論や三次元モデルの結果から指摘されているように、絶対湿度を固定するよりも実際的であることがはっきりわかる。従って我々は次からの実験では相対湿度を固定することによりモデル3-6をモデル2と比較してみることにする。

モデル3は、温度減率を固定せず湿潤断熱減率⁽¹³⁾を用いる。この結果ふく射の摂動（小さな2次的効果）の影響を受ける量が少なくなる。 CO_2 倍増により温度は $1.4\text{ }^{\circ}\text{C}$ 上昇する。これは水蒸気⁽¹⁴⁾が大気中に生じるにつれて温度減率が低下するからである。また、この結果、対流圏界面と地面との温度差が小さくなる（(A.3)式の Γ_H ）。

全地球的大気循環は熱帯の海洋が太陽熱で暖められることにより発生する。そのため蒸発と垂直方向のエネルギー輸送が行なわれるのである。温度減率は低緯度では湿潤断熱に近く気候摂動後もこの値は保たれるはずである。このように湿潤断熱減率の使用は熱帯には適切である。しかし、高緯度地方のより安定した温度減率は、地表が暖められる摂動に対する地表面温度の感度は高くなる。ゆえにモデル3は高緯度地方での精度を低く評価している。

モデル4は、一定温度レベルでの雲を持っている。そのため、温度上昇に伴って雲は移動する。これは、雲の高度を温度などに関係なく一定とした場合、 CO_2 倍増の結果生じる温度上昇が $1.9\text{ }^{\circ}\text{C}$ であるのに対し $2.8\text{ }^{\circ}\text{C}$ の温度上昇となる。なぜなら、雲の多い部分からの宇宙空間へのふく射は固定された雲の温度により決定されるからである。この時、太陽ふく射を調節するために宇宙空間へのふく射には地表と大気下部の間の大きな調節が必要である。

金星の探査によりいくつかの雲はある決まった温度で発生することが分かった。金星の雲頂（この雲からのふく射が金星の主なふく射源である）は、高度70km、温度は有効ふく射温度になっている。木星の雲の位置、高度別地域区分、極地方での雲の種類を調べると色々なことが分かって来る筈である。現在までに分かっていることは、地球の雲には発生する温度が決まっているものもいくつかあるが、一方では高度によって決まるものもあることである。ハンセン等の研究によると、 CO_2 倍増に伴い熱帯性の絹雲は高度を上昇⁽¹⁵⁾していったという報告がある。しかし、この実験中他の低層の雲は気の付くような高度変化は発生しなかった。

モデル5, 6は、雪氷と植物によるアルベドフィードバックを考慮している。このフィードバックによりモデルの精度は上がる。なぜなら、温度上昇に伴って地面のアルベドが減少し太陽ふく射の吸収が増加するからである。

雪、流水、陸氷（氷冠、氷河）は全て雪・氷アルベドフィードバックに含まれる。雪と流水は気候変化にすぐに影響する。一方、大陸の氷河が気候に影響を及ぼすには何千年もかかる。このように部分的な雪氷のアルベドフィードバックは、10年から100年のタイムスケールで扱うのが普通である。植物によるアルベドフィードバックは今日の全地球的植生パターンをウィンスコンシン氷河期の復元と比べてみることによって分かる。氷河の復元、植生の変化が気候に影響を及ぼすタイムスケール、人間の潜在的な植生への影響が不明確なため、このフィードバックの高い信頼性は得られない。しかし、その概算値から全地球的植生と地表面アルベドを監視する必要性が分かる。

モデル4では、我々が計算した適切なモデル精度の概算値を使っている。一定の温度減率 $6.5\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{Km}$ は、低緯度地方の低い期待精度と高緯度地方の高い期待精度の中間値である。雲の温度と雪氷のアルベドフィードバックが両方とも影響するのは部分的になるはずである。だから、簡単のためどちらか一方を含めることにした。

我々が使用するこのモデルの精度は、先に計算したように CO_2 倍増の結果生じる温度上昇が $2.8\text{ }^{\circ}\text{C}$ であり、これは3次元気候モデルの精度に近いものである。概算されたあいまいさはモデル2の係数の一つとなる。その精度は今日の気候変動の範囲内のものであり、氷河の変化、海洋の化学成分構成などの長期的なタイムスケールを持つもののみに関するフィードバックメカニズムは考慮されていない。

表1

1-D RCモデルにおける CO_2 倍増(300から600ppm)に伴う平衡表面温度上昇を示す。モデル1は大気のみ放射特性に影響するフィードバックを考慮しない。フィードバック係数 f は CO_2 倍増に対するモデル精度に与える、それぞれの加えられた過程の影響を明示する。 F は CO_2 が倍増したとしても T_s が一定に保たれるとした場合(熱容量無限大)の地面への平衡温度流量を表わす。

- 省略形。
- FRH : 相対湿度一定。
 - FAH : 絶対湿度一定。
 - 6.5 LR : $6.5\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{Km}$ の最大限温度勾配。
 - MALR : 湿り断熱最大限温度勾配。
 - SAF : 雪氷のアルベドフィードバック。
 - VAF : 植物によるアルベドフィードバック。

モデル5、6はそれぞれ、Wang氏、Stone氏、そしてCess氏による f の値と、モデル2での ΔT_s の値に基づいている。

Model	Description	ΔT_s ($^{\circ}\text{C}$)	f	F (Wm^{-2})
1	FAH, 6.5LR, FCA	1.22	1	4.0
2	FRH, 6.5LR, FCA	1.94	1.6	3.9
3	Same as 2, expect MALR replaces 6.5LR	1.37	0.7	4.0
4	Same as 2, expect FCT replaces FCA	2.78	1.4	3.9
5	Same as 2, expect SAF included	2.5-2.8	1.3-1.4	
6	Same as 2, expect VAF included	-3.5	-1.8	

(12)対流圏

極地方では約8 km、赤道地方では約18kmの高さまでの大気層。下端すなわち地面は日射で暖められ、その上部は放射冷却によって温度減率を増加させようとする。平均的にはほぼ一定の気温減率(5~7°C/km)が保たれているのは常に対流が起こり上下の混合が盛んなためである。

対流圏の上面を対流圏界面、対流止面または単に圏界面といい、その上は成層圏に連なっている。大気の重量の7~8割、水蒸気の大部分は対流圏にあり、雲、雨など普通の天気現象は主として対流圏で起こっている。対流圏は力学的には接地層、エクマン境界層、自由大気に分けられる。英語のtroposphereのtropoは「かきまぜる」を意味するギリシャ語に由来し、成層圏のstratosphereに対比している。

(13)湿潤断熱減率

水蒸気で飽和している空気塊を断熱的に上昇させたとしよう。断熱膨張のため空気塊の温度は下がるが、同時にその下がった温度に対応する飽和水蒸気密度も下がるから、余分な水蒸気は凝結(もし気温が氷点下ならば昇華)する。その際潜熱を放出する。この熱が空気塊を暖めるから、上昇運動に伴う空気塊の温度の下がり方は不飽和空気塊のそれより小さい。このように飽和した空気塊が断熱的に上昇するとき、温度が高度と共に減少する割合を湿潤断熱減率という。その値は空気塊の初めの温度や圧力によって違う。温度が高いほど飽和している空気塊が含み得る水蒸気の量は大きいから、凝結する水蒸気量は多く、したがって温度の下がり方は少ない。大体の目安としては、大気層以下の暖かい空気塊が上昇した場合は4°C位であるが、対流圏中層での典型的な値としては6~7°Cである。対流圏上層では温度が低く水蒸気量も少くないので乾燥断熱減率とほとんど変わらない。

(14)対流圏界面

対流圏と成層圏の境界としての圏界面。単に圏界面といえば、対流圏界面の意味。また、対流止面ともいう。

(15)絹雲

雲の類の名。シーラスともいう。原名は毛髪、羽毛、馬の尾などのふさの意。毛のような繊維状組織や絹のような光沢のある離ればなれの雲。一般に白い繊細な線、白または多少灰色がかかった班点、あるいは細井帯の形をしていて、濃い陰影はない。この雲は通常5000~13000mの高さに現われ、氷晶が集まってできたものである、太陽や月のかさが現われることがある。

モデルのタイムディペンダンス

地球表面温度のタイムディペンダンスは気候システムの熱容量によって定まる。陸地の熱容量は無視することができる。なぜなら、地面は優れた絶縁体だからである。しかし、海洋の上層100 mの部分ではすぐに混合してしまうためその熱容量は計算に入れなくてはならない。もし、混合層の温度応答時間が深層部との熱交換時間に匹敵するようなら、混合層以深の海水も表面温度に影響するであろう。

海洋の熱容量が巨大であり大陸上の大気と海洋上の大気が急速に交換することは、摂動に対する全地球的気候応答が海洋域の応答によって決定されるということを示唆している。しかし、大陸から、あるいは大陸への水平方向の熱流量がこの応答に影響を及ぼしている。海洋表面と大気との間の急速な熱交換が空気の温度を固定し実際に得た熱は大気から海洋に移動する。このように、大陸の気候摂動の結果生じる加熱（冷却）により生じる水平方向の流量により海洋表面への（からの）垂直方向の熱流量は増加する。したがって、海洋表面への実際の熱流は、地球が100%海に囲まれている場合に比べ海洋面積に対する地球表面積の割合だけ大きくなる。トータルするとCO₂ 倍増に伴い全表面が海洋の場合4 W/m²、地球の現状態で5.7 W/m²になる。気候モデルでは海洋の混合層部分のみを考慮に入れる。これは、面積比を考慮して出した平均陸-海熱容量と共に、熱流量を4 W/m²と決めて使用することと等価である。

大洋の混合層の温度応答時間は、もし、気候システムにフィードバックの影響がなかったとすると3年位になるであろう。例えば、地球が吸収する太陽熱流量が突然 $F_0 \rightarrow F_1$ ($F_1 = F_0 + \Delta F$) から $F_1 = F_0 + \Delta F$ ($\Delta F \ll F_0$) に変わったと仮定しよう。すると、気候システムにおける熱変化率は、

$$d(cT)/dt = \sigma(T_1) - \sigma(T) \quad (A.5)$$

c : 単位面積当たりの熱容量

となる。 $T_1 - T_0 \ll T_0$ だから解は、

$$T - T_1 = (T_0 - T_1)e^* \quad (A.6)$$

となる。 $e^* = c / 4\sigma(T_1)$ である。 (A.7)

このように惑星は、指数的に e-folding time を持つ新しい平衡温度に達する。もし、熱容量が70m of waterによって供給され有効温度が255 Kであるとしたら、 $t^* \approx 2.8$ 年である。

この概算値は気候のフィードバック効果を考慮していない。このフィードバック効果は1-D RCモデルにより解析できる。表1は海洋での初期の熱損失率はフィードバックに依存していないことを示している。因子 $-2.8^\circ\text{C}/1.2^\circ\text{C}$ からモデル4が平衡に達するために必要な時間は、モデル1よりも大きいことが分かる。モデル1はフィードバックを除外している。我々の最良のモデル精度の概算によると、混合層温度の調節に必要な e-folding time は、CO₂ 増加に ≈ 6 年かかる。この温度応答時間の増加は容易に理解できる。なぜなら、温度上昇後フィードバックは徐々に作用するようになるためである。

温度躍層⁽¹⁶⁾と混合層⁽¹⁷⁾を暖めるためには、それらが急速に混合されたとしても一50年かかるであろう。あるいは、完全な海であれば250年かかるであろう。低緯度の緩やかな湧昇⁽¹⁸⁾を伴う北大西洋と大西洋の冷たい低海流量により発生する深海のターンオーバーは、深海は表面温度感度に大きな影響を及ぼさないことを考慮して、500 - 1000年必要であろうと考えられる。しかし、20, 30年毎に起こる気候摂動の影響を遅らせるために、混合層と温度躍層との間に十分な熱変換が行なわれているのかもしれない。一定比重の表面に沿うほぼ水平な水の移動が熱変換の主要メカニズムである。

” box diffusion ” モデルにより海洋によるCO₂ 温度上昇を説明することができる。熱は混合層と拡散層を通して、拡散係数 k を持つ温度躍層に移動する。1次元モデルによると、1880年から1980年までのCO₂ による温度上昇は0.5 °Cである。もし、海洋熱容量を無視した場合(図 A.1)、混合層の熱容量と温度応答時間(6年)の直接効果により温度上昇は0.4 °Cに低下する。温度躍層への拡散により、 $k = 1 \text{ cm}^2 / \text{sec}$ と、混合層の6年のe-folding timeの2次的影響に対して、温度上昇は0.25 °Cに止る。

混合層モデルと温度躍層モデルは起こり得るCO₂ 温度上昇を一まとめに扱う。温度躍層モデルは海洋の混合に影響を及ぼさない点で、小さな気候摂動にとって望ましいものである。しかし、海洋表面を暖める効果により垂直方向の安定性は増加するであろう。

海洋プロセスの知識に欠けるため、主に地球規模のCO₂ 温度上昇のタイムディペンダンスは不明確となる。温度上昇の多大な影響は数十年遅れている。しかし、大気中のCO₂ の人工的増加が何世紀もの間主張され続けているため、結局温度上昇は起こると思われる。

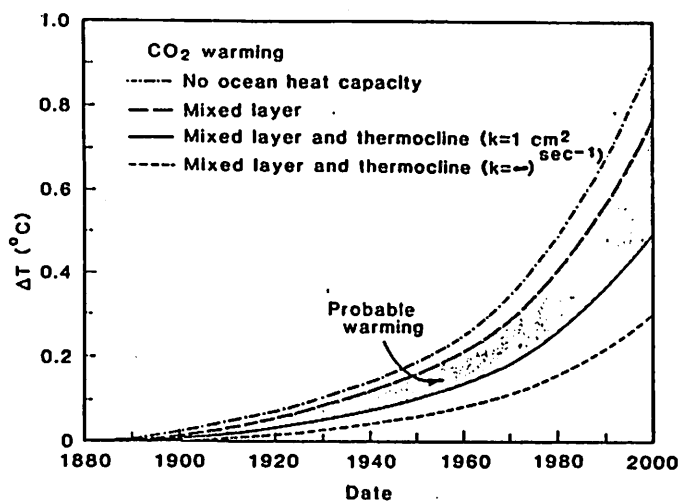


図 A・1

(16)温度躍層

海水、湖水で、ある深度で急に水温が低下する部分。水深1 mにつき少なくとも1 °C以上低下する。また、水質も著しい変化を示すことから変水層ともいう。

(17)混合層

接地境界層の中で、対流によって上下の混合を受ける層。その混合のおよぶ高さは、最高気温のする日中に最も高くなる。その高さと同層での平均風速とを組み合わせ、広域の大気汚染ポテンシャルの予報をする目安としているところがある。米国では、混合層の高さ(mixing depth, MD)として地表気温をとる乾燥断熱線が高層観測で得られた気温の状態曲線と交わる点の高さをとっている。地表気温として日最高気温を考えた倍のMDをMMD(maximum mixing depth の略)と呼び、大気汚染に関する予報業務に使用している。

(18)湧昇

栄養に富んだ水が深海から上へ湧き出ること。

ふく射的気候摂動

観測される気候においてCO₂による温度上昇が認められるかどうかは、他の要因による気候変動の大きさに依存する。予想される地球の気候変動の原因の大半はふく射の摂動であり、この摂動がCO₂による温度上昇を妨げたり増加させることになるかどうかと比較できる。

モデル4の平衡状態⁽¹⁹⁾で太陽光度が1%増加すると地球は1.6°C暖まる。その効果は太陽高度の小さな変動に対して1次的に作用するため、0.3%の変化により平衡状態にある地球の平均温度は0.5°Cだけ低下し、これは1880年から1980年の大気中のCO₂の累積増加に対する平均温度上昇と同じくらいの大きさである。前世紀には1%の10分の1程度の太陽光度の変動を確実に測定できる技術を持ち合わせていなかった。このように、太陽光度の変動は1つの原因であると考えることができる。

大気中のエアロゾル影響は、エアロゾルの性質、大きさ、高度、地球上の分布に依存している。大きな火山爆発後1~3年残存する成層圏のエアロゾルにより表面大気は実質的に冷却される(図A.2)。冷却は粒子が20,30 μの大きさを越えないことを前提としている。この前提から、粒子が地球からのふく射を妨げることによる温室効果により温度上昇は発生しないのであるが、この状態は大きな粒子が重力により沈降することにより確実に発生すると考えられる。火山爆発による成層圏のエアロゾルの一時的変動が、過去に地上で観測された気候変動の大きな原因であったことは明らかである。

炭素のような吸収物質や硫酸のような高アルベド物質を含む構成分布や、それら異成分からなる空間分布のため、対流圏のエアロゾルの気候への影響は不確定である。対流圏の人工エアロゾルは、エアロゾルの濃度はそれらの発生源の近くでは明らかであるが、遠隔地で多量に増加していることは明らかではない。吸収物質と高アルベド物質の逆効果により減少するため、人工エアロゾルの気候への影響は人工エアロゾルは地球温度に主要な影響を及ぼしていないといえる。しかし、地球全体のエアロゾルの性質を分析することは大変重要であり必要である。

地表面のアルベドの変化は植生の適用範囲のパターンの変化と関係し、数十年から数世紀にわたるタイムスケールでの地球の気候変化の原因と考えられて来た。陸上のアルベドの0.05の変化に相当する地球表面アルベドが0.015 変化すると、地球温度は 1.3°C だけ上昇するであろう。これは大陸の平均アルベドの25% の変動であるため、地上アルベドの変動は近年の地球温度上昇の主要原因であるとは思われない。しかしながら、気候変動に対するアルベドの役割、明確な評価を可能にするため、地球全体に渡る地上アルベドの観測、が必要である。

高層及び低層の雲は明らかに表面温度に影響を及ぼす(図 A.2)。低層の雲が表面を冷却するのに対し、高層の雲は温室効果の役割を果たす。しかし、雲による遮蔽、光学上の濃度、高度分布の変動性の性質と原因はあまり良く知られていない。また、気候摂動に回答して起こり得るかもしれない雲のフィードバックを確実にモデル化する方法も知られていない。季節的、また、1年を通して雲の変化を含む地球規模の観測をすることにより雲に関する気候学は着実に進歩するであろう。以下で議論するようにふく射の摂動に対する気候システムの感度に関する実験上のテストでは、暗黙のうちに地球の雲のフィードバックには種々の限界が発生している。

もし、赤外線を吸収するトレースガスが多量に増加したら地球を暖めることができるであろう。多量のクロロフルオンカーボン(フロン)が、20,30年前には無視して良い量から、 CCl_2F_2 は0.3ppb、 CCl_3 は0.2ppb、 -0.06°C の平均温度上昇を伴って増加した。最近の測定では N_2O の増加は0.02%/Yearであり、 0.03°C の平均温度上昇を伴い、現在まで17ppbの累積増加を示している。 CH_4 の20%/Year増加の測定値から現在まで CH_4 増加による平衡温度上昇は 0.1°C より小さいことがわかる。多量の O_3 の主な動きは観測されていないが、フロンの継続的増加により多量の O_3 が減少するであろうと議論されている。このようにトレースガスの正味量による平衡温度上昇は 0.1°C 、あるいはわずかに大きい位である。これは過去に測定された気候変化の分析値とそれほど大きな違いはない。しかし、もし近年のトレースガスの増加割合が続くとすると将来温室効果により温度が上昇するであろう。

何十年、何世紀(20)にわたるタイムスケールで見た地球の気候変動は、 CO_2 やトレースガスに加えて成層圏のエアロゾルや太陽光度の変動性を考慮する必要があると考えられている。対流圏のエアロゾルとグラウンドアルベドは部分的には重要ではあるがより良い観測が望まれる。地球規模での雲の正確な観測により雲のフィードバック効果を現実的にモデリングするための基礎が得られるまで、雲の変動性は雲の変化という不確かさの原因となり続けるだろう。しかし、以下のような観測上の気候変動と気候モデル精度の比較により、地球のフィードバックは暗黙のうちにチェックされているのである。

(19)光度

光源から出る光の強さを人間の眼の視感(波長によって異なる)によって光の明るさとして感ずる割合をいう。正確には、点光源からある方向の単位立体角内に放たれる光束を、その光源のその方向の光度という。光度の単位にはカンデラが使われ、1カンデラは白金の凝固点(2046°K)にある黒体の1cmの面の垂直方向の光度の1/60をいう。また光束の単位としては、1カンデラの一様な光度の点光源が立体角1ステラジアン(sr)内に発する光束を1ルーメン(lm)とする。

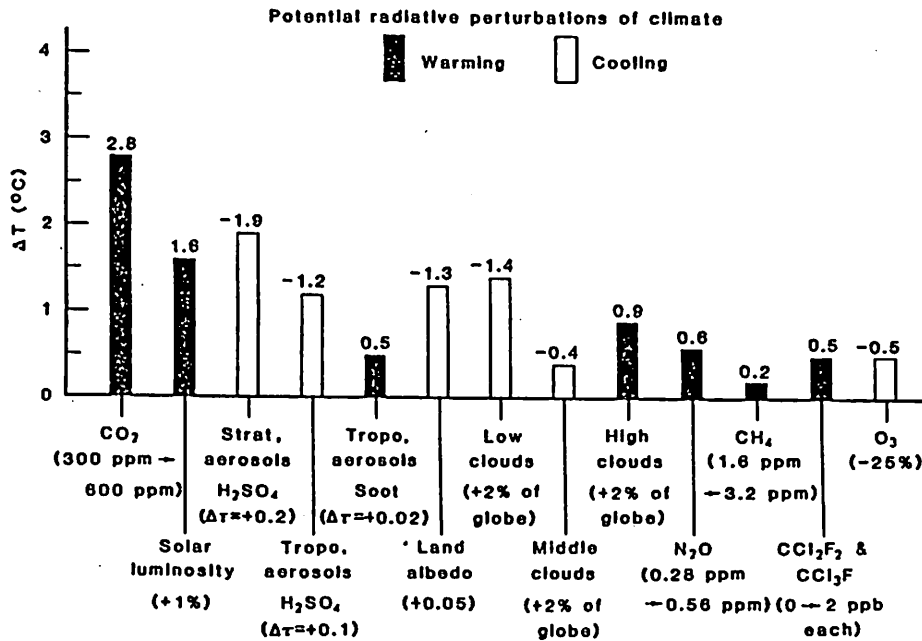


図 A・2

(20.1) 成層圏

対流圏より上、中間圏より下の領域の大気圏。すなわち、6～18kmの対流圏界面から、約50～55kmの成層圏界面の間。現在、下部成層圏と呼ばれる20～30kmまでを成層圏とし、その上を中間圏に含める考え方や、中間圏まで含む領域を成層圏に含める定義もあるが、一般的ではない。成層圏の底面（対流圏界面）の高さは赤道地方で高く（17～18km）、その温度は低い（-80℃前後）。一方、極地方では、対流圏界面の高さは低く（冬季7～8km、夏季10km程度）、気温は高い（-50℃～-60℃）。中緯度地方では、夏は赤道地方に似てその高さは高く気温は低い、冬期は極地方の気団の影響を受けて高さは低く、気温は高い。成層圏内の気温の垂直分布は、低緯度では上層ほど気温は高くなり、中、高緯度では、25～30kmまでは等温か上層ほど若干低温になっている。一日中太陽の出ない冬の極地方（極夜）を除いて、30km以上の上部成層圏では、高い所ほど高温で、50～55kmの成層圏界面では地上の気温とほぼ同じ（0℃内外）になっている。このような上部成層圏の高温は、大気中のオゾンが太陽紫外線を吸収して加熱されるためである。

(20.2) 成層圏界面

成層圏の上面で、成層圏と中間圏の境界。高さは48～55km、気温は-2.5℃（U. S 標準大気）で、成層圏から中間圏の領域で最も高温である。

モデルの検証

大きな火山爆発により発生するエアロゾルが原因となって起こるふく射摂動により、モデル精度に関する貴重な試験が可能となる。最も良く実証された1963年のアング山の研究から、1次元の気候モデルにより計算された熱帯地域の対流圏と成層圏の温度変化が、観測された変化と同じ周期と大きさであったことが分かる。ここで高高度での垂直方向の熱交換はふく射摂動により変化しないと仮定した。

精度 $\sim 2.8^{\circ}\text{C}$ をもつ我々のモデルを使いアング山の場合と現在の地球温度の記録を比較、再検討してみた。光学深度 $\Delta T = 0.12$ の最大平均地球エアロゾルの増加を持つそのモデルから混合層の熱容量だけを考慮すると、地球は最大 0.2°C 冷却され、 $k = 1 \text{ cm/sec}$ である深海との熱交換を考慮すると、地球は最大 0.1°C 冷却されることが分かる。観測によると、予想される1-2年のタイムラグを考慮したこの大きさの冷却が起こっている。観測値の中のノイズや説明不可能な変動のため、より明確な議論はできない。しかし、他の大きな火山爆発に伴う温度変動の統計的研究から類似した冷却が説明されている。

アング山から得た第一の教訓は混合層の熱容量により温度変動が小さくなることである。これがなければ冷却は 1.1°C を越えてしまう(図 A.2)。摂動の時間定数と混合層の温度応答時間によりその効果を理解することができる。

$$\Delta T = \{1 - \exp [(-1 \text{ year}) / (6 \text{ year})]\} * 1.1^{\circ}\text{C} - 0.17^{\circ}\text{C} \quad (\text{A.8})$$

($k = 0$ のとき)

この大きな気候応答の減少は、海洋表面の温度応答時間より短い時間に対して表われる摂動である。

地域的ふく射バランスを変化させる現象によりもう一つのモデルテストができる。Idsoは中央大陸では 1 m^2 当たり 1 watt につき 0.17°C 、沿岸ではその半分であるといういくつかの現象に対して一貫した”経験的な応答関数”を見つけた。この応答は海洋と大陸の空気の混合率に依存していなければならない。なぜなら、海洋表面の温度緩和時間より短いタイムスケールで起こるからである。この水平方向の大気輸送の1つのテストのように、季節的日射変化に対するIdsoの経験的な応答関数を形成する量(太陽の日射と温度)を我々の3次元気候モデルから読み取ってみる。結果として内陸では $0.2^{\circ}\text{C W-1 m}^2$ 、沿岸ではその半分で海洋全体よりも小さい値であり経験的な応答と良く一致している。

これらの実験上のテストを CO_2 による温室効果と関係させるために、 CO_2 倍増時の1-D RCモデル中の流量変化を説明する。簡単のため CO_2 の瞬時的倍増を考える。このため、この応答のタイムディペンダンスは CO_2 の一定変化への応答を表わしていない。倍増に対して以下のことが起こる(図 A.4 (a))。(i) 宇宙空間への放射の減少(-2.4 W/m^2)。なぜなら、増加した CO_2 吸収は高度における冷たいレベルへの平均放射高度を高くするからである。(ii) 大気から地面への流量の増加($+1.1 \text{ W/m}^2$)。(iii) 成層圏冷却の増加。対流圏冷却の減少。エネルギー保存から対流圏のふく射による温度上昇により地上から 3.5 W/m^2 だけ”対流”の流量(潜熱と顕熱)が減少する。大気エネルギーは増加($+0.4 \text{ W/m}^2$)、陸上のエネルギーは減少(-0.3 W/m^2)、近赤外線ふく射の吸収はわずかに増加する。実質的影響は地上の加熱($+4.3 \text{ W/m}^2$)と(上層)大気の冷却(-1.8 W/m^2)を伴う地球のエネルギー増加である($+2.5 \text{ W/m}^2$)。これらの流量変化はフィードバックに依存しておらず臨界損失率にあまり影響はない。

CO₂ 倍増後数ヶ月 (図 A.4 (b))。成層圏の温度は -5 °C だけ低下する。対流的に見て表面と繋がっている海洋も対流圏もまだ応答していない。より低温の成層圏と対流圏からの高高度への放射のため、CO₂ 濃度が 300ppm の場合と比較して小さめのエネルギー 3.8W/m² を宇宙へふく射する。この時地球が得たエネルギーは海洋を暖めるために使われている。

数年後 (図 A.4 (c))。表面温度は 2.8 °C 上昇する。約半分の増加 (1.2 °C) は CO₂ による直接的温室効果による。残りはフィードバックが原因である。このうち 1.0 °C は良く確立されている H₂O による温室効果による。

図 A.4 に表わされている温室効果の過程は、"leaky bucket (穴の開いたバケツ)" 現象である。増加した赤外線の不透明さにより地球からの直接的熱ふく射は減少する。このようにエネルギーバランスが回復されるまで温度は上昇する。流量と温度変動の暫時の温度変動は大気と表面の応答時間のためである。

CO₂ 倍増による ~3 °C の表面温度上昇はエネルギーバランスが回復された後の状態である。これは、全く不均衡の状態であるアング山と Idos により考えられる場合と良い対照をなす。

地球の平衡気候の極端な状態と短期間のふく射摂動により起こる温室理論のテストは、安心できるものであるが不十分である。決定的な中間テストは数年から数世紀に渡るタイムスケールでの気候変化である。

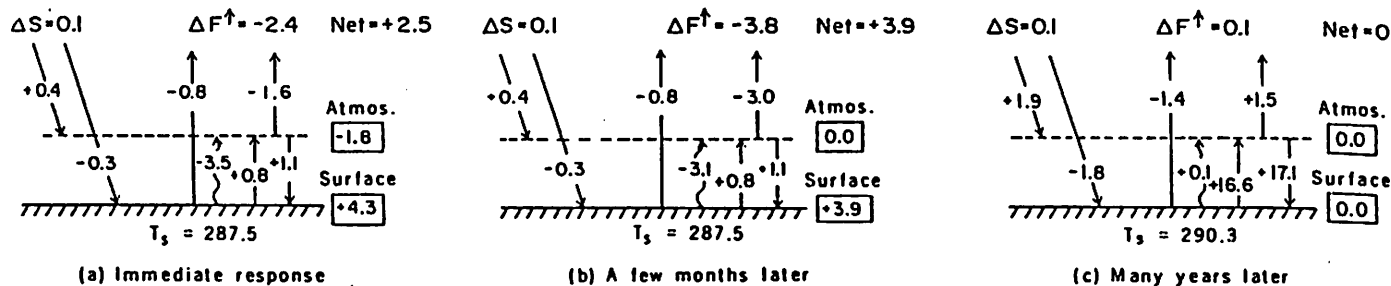


図 A.3

(21) 光学的厚さ

放射が水平に成層した厚さ z の媒質の層 (気層) を垂直に透過する場合、透過光の強度 I_λ は、 $I_\lambda = I_{0\lambda} \exp(-k_\lambda \rho z)$ で与えられる。ただし $I_{0\lambda}$: 入射光強度、 k_λ : 媒質の単位体積当たりの減衰係数、 ρ : 密度。このとき量 $k_\lambda \rho z$ をこの気層の光学的厚さという。大気的光学的厚さは、密度が高度によって変化するので なる積分によって与えられる。

前世紀の観測とモデル

地球の温度変化のシミュレーションは、既知の影響をもたらす要素により始めるべきである。つまり、CO₂ と火山のエアロゾルの分布である。もうひとつの類似したメカニズムを構成している太陽光度の変化はよく知られていない。しかし、変化が10分の1～2%を越えないという観測結果と矛盾しない仮説が存在する。

1-D RC気候モデル（モデル4）により計算された地球表面への熱流量に適合する経験式を開発した。

$$F(t) = 0.018 \Delta p / (1 + 0.0022 \Delta p)^{0.6} - 17 \Delta t - 1.5 (\Delta t)^2 + 220 \Delta S / S_0 - 1.5 \Delta T + 0.033 (\Delta T)^2 - 1.04 * 10^{-4} \Delta p \Delta T + 0.29 \Delta T \Delta \tau \quad (A.9)$$

$F(t)$: W/m²

Δp : "平衡" 値 (293ppm) を越える CO₂ の値。

ΔS : 太陽光度と平衡値 S との差。

$\Delta \tau$: バックグラウンド値を越える成層圏エアロゾルの光学的深さ。

ΔT : 現在の表面温度と $\Delta p = \Delta S = \Delta \tau = 0$ に対する平均値との差。

(A.9) 式は、 $0 \leq \Delta p \leq 1200 \text{ppm}$ 、 $0.98 \leq \Delta S / S_0 \leq 1.02$ 、 $\Delta T \leq 0.5$ に対して1%の範囲で1次元モデルの結果に適合する。混合層海洋モデルに対して $T_s(t)$ は $d T_s / dt = F(t) / C_0$ という結果になる。 C_0 : 単位面積当たりの海洋混合層の熱容量。もし、実際の混合層深度が C_0 を得るために使われるとしたら、 $F(t)$ に海洋面積に対する地球面積の割合である $1/0.7$ を掛けなくてはならない。深海域への熱の拡散は、 T_s を使う拡散方程式を上部境界条件として含めることもできる。

近年の正確な観測、過去の数少ない観測、炭素循環モデルに基づくと、CO₂ は1880年の293ppmから1980年の335ppmに増加した。

火山のエアロゾルによるふく射作用はLambのダストベイルインデックス (DVI) から得ることができる。これは1880年以後の大気伝導測定に基づいている。アング山 (DVI = 800) を例に採って、最大値 $\Delta \tau = 0.12$ を持つようDVIを光学的厚さに変えてみる。MitchellとPollack及びその他のもののエアロゾルの光学的厚さの歴史は（後者は伝導測定に基づく）Lambのものに似ている。我々はエアロゾルの微量物理学的特性を使う。火山のエアロゾルのふく射作用の誤差はおそらく2の要素を越えないであろう。

太陽の変動性は大変推測的である。だから、我々は初めにCO₂ と火山のエアロゾルの作用、加えて太陽の変動を調べてみる。太陽黒点の半影部⁽²¹⁾に対する暗影部⁽²⁴⁾の割合は太陽光度に比例しているというHoytの仮説を考えてみよう。即ち、

$$\Delta S / S_0 = f(r - r_0)$$

Hoytの理論的根拠は暗影部より弱い磁気部分を持つ半影部は下からの対流による流量の増加により大変早く破壊される。過去に $\Delta S / S_0$ に対して -0.4% のピークからピークの振幅、

あるいは、平均変動ラインにたいして -0.2% の振幅を含む $f = 0.03$ を用いる。1880年から1976年までの平均として S_0 をとると、 $r_0 = 0.2$ を与える結果として生じる $\Delta S/S_0$ は観測による確証を持っていない。しかし、もっともらしい大きさの太陽光度変動の例としてとりあげてある。

以下に述べるように、 CO_2 、火山によるふく射作用と、 CO_2 、火山、太陽によるふく射作用は共に、観測された過去の変動と大変類似した温度変動を持つ(図 A.5)。以下にこのことを述べる。もし、混合層の熱容量だけを含むとしたら、計算によって得られる温度変動の振幅は観測値より大きいであろう。しかし、 $k = 1 \text{ cm}^2/\text{sec}$ である深海への熱混合は、両方の計算変動値の観測値に対する大概の一致へと帰着する。

気候モデルの主要な不安定性、即ち” Tuning Knobs ” は、(i) 平均精度と(ii) 混合層下の海洋との熱交換率である。地球温度とふく射作用の一般的相関関係から、モデルの不確定性が観測された温度変動値に一致しなければならない必要性により規定されていることがわかる。

そのため、観測された温度変動との間の誤差変動を小さくするため、それぞれの拡散係数を選びながらモデル精度の範囲を考察する。 2.4° 、 2.8° 、 5.6°C の平均精度はそれぞれ $k = 0$ 、 1.2 、 $2.2 \text{ cm}^2/\text{sec}$ を必要とした。認め得る最も小さい精度は -1.4°C である。なぜなら、この場合深海との熱交換は0である必要があるからである。 5.6°C 以上の精度は実際的であると信じられている以上に、深海と大きな熱交換が必要であろう。

CO_2 、火山によるふく射作用の相関係数は0.9であり、5年間平均の地球温度変動の75%を占める。仮定された太陽光度変動は1930年代に最高となり、1970年代に減少している。結果としてわずかに10%の誤差変動を残してその適合性は高まっている。Hoytの太陽変動により改良された適合性は次の選択を示している。なぜなら、我々が考察した他の仮定された太陽変動によりその適合性が低下しているからである。この事実はあまりにも弱すぎるので他のいかなる特別な太陽変動も証拠立てることができないのである。

モデルと観測による温度変動との一般的一致から、 CO_2 、火山のエアロゾルが過去の地球温度変動の原因の多くを占めることが大変はっきりわかる。問題を解くカギは、(i) 数十年から数世紀にわたるタイムスケールで見た地球の気候変動の多くは決定論的であるという経験上の証拠と、(ii) 将来の CO_2 の気候に対する影響を予測するモデルの精度の信頼性が進歩したことである。

(22) 太陽黒点

太陽面に現われる黒い斑点。大きいものは肉眼でもみ見え、数か月も消えない。黒点の本体は強い磁場の存在する比較的低温な部分であると考えられている。黒点の数は11年の周期で増減しているがその原因は不明である。

(23) 半影部

日食、月食などで部分的に陰に入る領域。

(24) 暗影部

その中に月や太陽が全く隠れる地球または月の陰の部分。

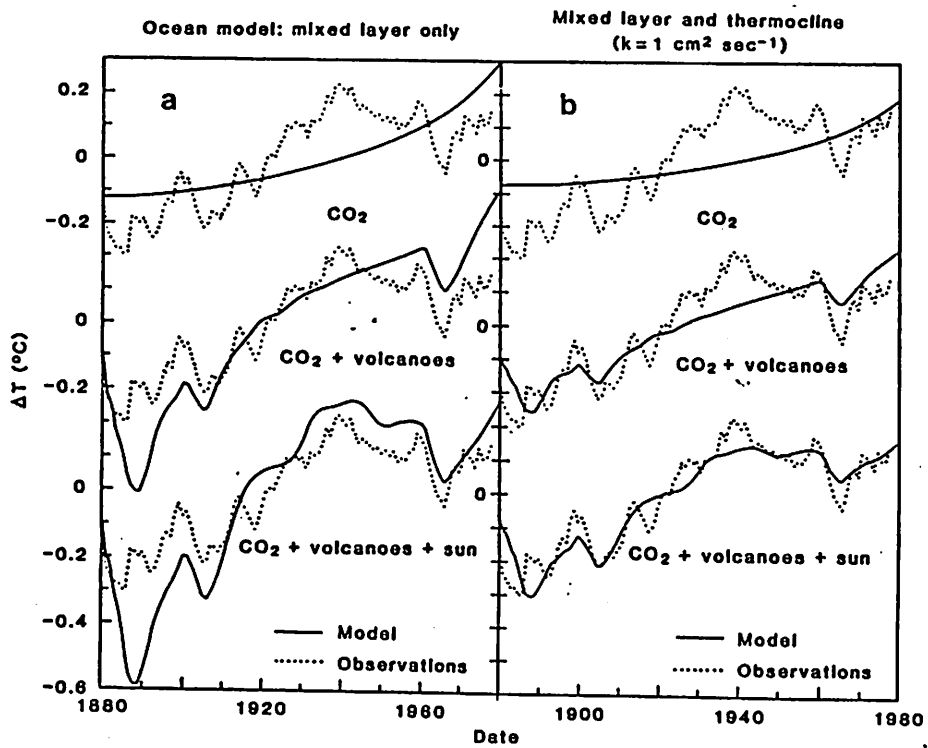


図 A・4

21世紀へのプロジェクト

CO₂ の気候への影響に関する予測には、大気中のCO₂ 量に関する予測が必要である。これを、(i) エネルギー成長率と、(ii) エネルギー利用のうち化石燃料の占める割合から詳しく説明する。生物量、海洋により放出されたCO₂ の微量の変化のような他の可能な変動を無視する。

エネルギー成長は過去4、5%/年であった。しかし、コストの上昇により将来成長は圧迫されるであろう。このように高成長(3%/年、特に1980-2000年には4%/年、2020-2060年には3%/年、2060-2100年には2%/年)、低成長(高成長の半分)と0成長を考える。

化石燃料は利用可能な資源により制限されるであろう（表2）。石油とガスを十分に使用することにより、CO₂の放出量は工業化以前と比較して50%以上増加するであろう。石油とガスの枯渇は25%近いレベルに達する。その時、供給と需要の作用により資源の利用は一般的に制限され始める。しかし、石炭は2、3%枯渇しても数十年間はそれほど制限を受けないであろう。

大気中のCO₂を増加させないための重要な燃料選択は、石炭と他の選択との間にある。石油やガスが枯渇するにつれ石炭から誘導された合成燃料が石油・ガスに取って代わるといふ類似燃料の選択と、代替燃料がCO₂を増加させない原子力を利用する再生可能な燃料選択について考察する。つまり、ある特定の時点後、石炭と類似燃料は20年間一定して利用できる。それから1次的に20年以上漸次除去される。

類似燃料が枯渇した石油とガスに置き換わった比率考慮すると、高成長に対して予測される地球温度上昇は来世紀末には3°-4.5°Cになるであろう（図A.6）。同様に枯渇した石油とガスを類似燃料あるいは非化石燃料に置き換えた場合、低成長における温度上昇は-2.5°Cに低下する。（i）枯渇した石油とガスが非化石燃料に置き換えられエネルギー成長がないとき。あるいは、（ii）石炭と類似燃料が2000年初頭に漸次減少する低エネルギー成長のどちらにしても、温度上昇は1°Cそこそことなる。

他の気候作用によりCO₂による温度上昇が低下したり上昇するかもしれない。1980-2100年に太陽光度が0.6%/世紀減少すると、測定した変動と比較して-0.7°C温度が低下するであろう。このように、低成長の場合と同じくらい多量のCO₂は太陽光度の影響を小さくするであろう。同じことが他のふく射摂動にも当てはまる。例えば、火山によるエアロゾルにより温度上昇は低下するかもしれない。しかし、120年間持続された太陽光度密度（0.1）でさえ1.0°Cより小さい温度低下をもたらす。

自然の気候変動のノイズレベルによる温度上昇はいつ起こるのであろうか。過去に観測された幾つかの地球温度変動の標準偏差 σ と予測される温度上昇を比べることにより予測値が得られる。標準偏差は地球温度の総変動である。この偏差は10年間隔で0.1°Cからまる1世紀で0.2°Cまで増加する。即ち、それは既知のふく射作用による変動や原因不明な実際の地球温度の他の変動、地球温度の不完全な測定によるノイズを含んでいる。このようにもしT₀が最近5年間の平均温度上昇であるとすると、10年内における5年間の平均温度は過去の変動性だけから判断して、-70%の確率でT₀ ± 0.1°Cの範囲にあるであろう。

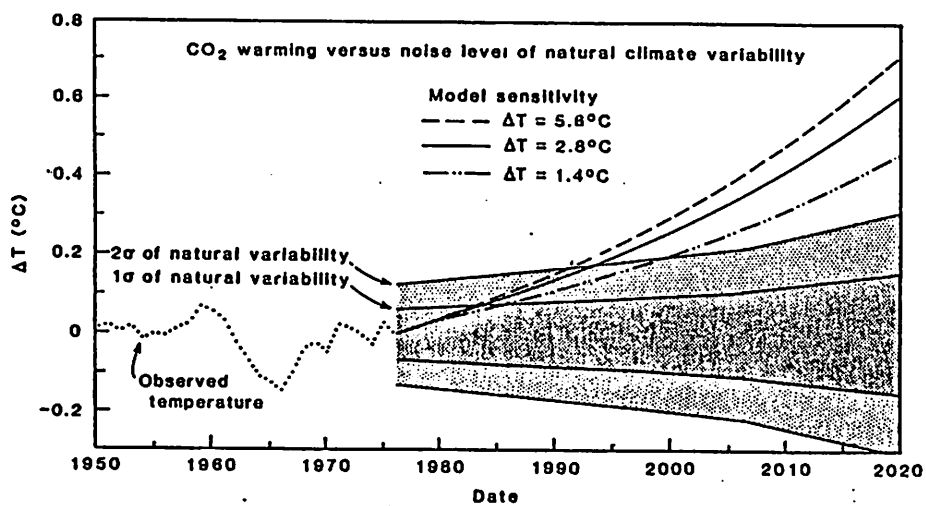
予測されるCO₂温度上昇は、1980年代のノイズレベル1 σ と1990年代のレベル2 σ により上昇する（図A.7）。これは適当な数値1.4°~5.6°Cまでの範囲で気候モデルの平均精度に依存していない。さらに、大気中のCO₂増加に依存していない。なぜなら、CO₂の量は2000年以後まで実質的にあまり変化しないからである。クラカトアやアング山のような大きな火山爆発により温度上昇は低下するかもしれない。しかし、爆発の異常な同時発生を除いて、そのような温度上昇の低下は数年間だけであろう。

レベル1 σ の状態で温度が上昇する時、CO₂理論の名目上の信頼は85%に達するであろう。また、2 σ を越える時には~98%に達するであろう。しかし、 σ の一部はふく射作用の正確な知識とより精確な地球温度の知識により将来説明することができるかもしれない。今世紀自然の気候変動によるノイズレベル以上にCO₂による温度上昇は高くなると結論した。

Energy supplied and CO₂ released by fuels.

Fuel	Energy supplied in 1980*		CO ₂ release per unit energy (oil = 1)	Airborne CO ₂ added in 1980*		CO ₂ added through 1980 (ppm)	Potential airborne CO ₂ in virgin reservoirs† (ppm)
	(10 ¹⁹ J)	(%)		(%)	(ppm)		
Oil	12	40	1	50	0.7	11	70
Coal	7	24	5/4	35	0.5	26	1000
Gas	5	16	3/4	15	0.2	5	50
Oil shale, tar sands, heavy oil	0	0	7/4	0	0	0	100
Nuclear, solar, wood, hydroelectric	6	20	0	0	0	0	0
Total	30	100		100	1.4	42	1220

☒ A · 5



☒ A · 6

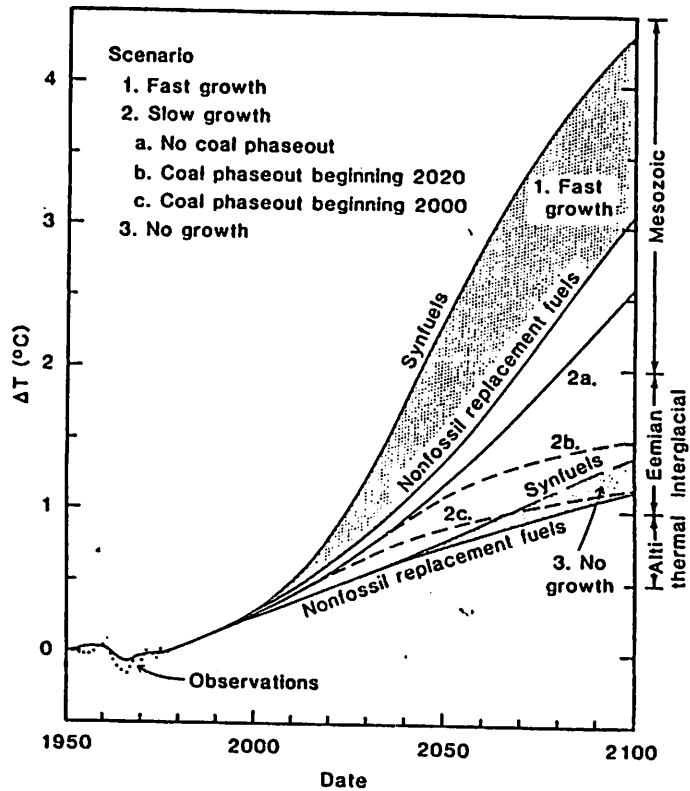


図 A・7

地球温度上昇に関する潜在的重要性

CO₂ 温度上昇が実際に持っている意味は、気候モデルと過去の気候の研究に基づいて大雑把に見積ることができる。モデルは気候システムの大部分、特に海洋、雲、極の海氷、雪原に関して正確にシミュレートしていない。なぜなら、近年の数回にわたる温暖期は、化石燃料の十分な使用に伴って発生して来た温度上昇ほど極端ではなかったし、気候作用と気候変動率は異なっていたかもしれないからである。しかし、物理的過程の知識を再チェックし注意深く利用することにより、過去の気候に関するモデルとデータから将来起こり得る気候への影響の有効な指標が得られるであろう。

古気候学的証拠から高緯度での表面温度上昇は地球の平均温度上昇の2～5倍であることがわかる。気候モデルにより高緯度でのより確かな精度を予測し、雪・氷アルベドフィードバックとより正確な大気安定をモデルにトレースし、大気安定により表面近辺の温度上昇は大きくなる。これらのメカニズムは予想されるCO₂による温度上昇の速度で作用するであろう。そのため、高緯度での平均温度上昇は地球の平均と比べ数倍大きくなるであろうと予測することができる。

気候モデルから、大きな地域的気候変動は地球の温度上昇に伴って発生することが分かる。そのような気候パターンの変化は実際大変重要である。なぜなら、降水パターンは砂漠、肥沃な土地、不毛地の位置を決定するからである。我々の3次元モデルによるCO₂ 倍増の実験からわかる主要な地域的变化は、合衆国西部の2/3、カナダ、中央アジアの大部分で暑く乾燥した状態が発生した。もし、モデルの結果が正確であるとしたら、1980年の暑く乾燥した夏は来世紀合衆国の典型的な状態となるかもしれない。しかし、モデルは他の大くの地域、特に沿岸地域ではCO₂ 倍増により一層雨がちとなることを示している。

(25)

後氷期の地域的气候パターンの修正はこれらのモデルの結果といくつかの類似点を示している。温暖期合衆国は今日より乾燥していた。しかし、ほとんどの地域は現在より湿度が高かった。例えば、北アフリカと中東の大部分の気候は、その地域の文明が始まろうとしていた時期である8000~4000年前農業には適したものであったのである。

CO₂ 温度上昇の有効な影響により植物の成長期は長くなるであろう。世界がその人口を養うことができるかどうかは明らかではない。地域的气候パターンの修正には、主に土地利用と作物の性質を再調整する努力が必要であろう。そして、それは大きなスケールでの人間の転置の原因となるかもしれない。地球の気候モデルが進歩すると、長期的影響が有益であるか不利益であるか予測する以前に、過去の気候の修正と詳細な分析が必要となる。

CO₂ による温度上昇により起こり得る結果として世界の氷原の融解が考えられる。もし、氷原が完全に融解した場合海面は~70m上昇するであろう。しかし、そのような自然の応答時間は何千年という時間である。また、CO₂ による温度上昇により氷原が減少するか増加するかは確かではない。例えば、海洋は暖まるが氷原上の大気は氷点下のままである場合、降雪、氷原の増加が起こり、海面がより一層低下するかもしれない。

急速な海面上昇の危険は南極西部の氷原に表われている。そして、それは陸地の上にあるグリーンランドや南極東部の氷原とは異なり海面下に位置している。またそのことが通常の温度上昇の場合の急速な風化や融解に対する脆弱性をもたらしている。その付近の夏期温度は約-5°Cである。この温度が~5°C上昇すると、解氷は急速に進み海面が5~6m上昇するには1世紀ないしはそれ以下を要する。もし、南極西部の氷原がそのようなタイムスケールで融解した場合、それは氷原の増加あるいは減少による海面の変化を凌駕するであろう。海面が5m上昇すると、ルイジアナとフロリダの25%、ニュージャージーの10%、そして、他の世界中の多くの地域が水浸しになるであろう。

気候モデルから南極西部の氷原の温度が~5°C上昇するには地球温度が~2°C上昇する必要があることがわかる。0成長と石炭以外に我々が考えた全てのCO₂ を考慮すると、地球温度は21世紀に2°C以上上昇するであろう。

極の流水は気候変化にすぐ応答する。CO₂ 倍増により高北緯で温度が5~10°C上昇すると予測した時、アメリカとユーラシア大陸に沿って北西航路と北東航路が開かれるであろう。海氷モデルによる予備実験から夏期に全ての氷は融解するが、冬期にはその一部は凍結することが分かる。部分的に凍結しない北極でさえ付近の大陸気候を変化させるであろう。

(25)後氷期

第四紀更新世の最終氷期の氷河が後退した後、現在に至る時代。地方により開始時期に多少の相違はあるが、およそ1万年前とされる。温暖化が進み、氷河の融解による海水準の著しい上昇や生物相の変化が認められる。ことに現在から5000~7000年以前は、現在以上に温暖な時期で、後氷期最適気候の時期と呼ばれる。

考察

来世紀に向けて予測される地球温度上昇は全く前例のない大きさのものである。低エネルギー成長と、非化石燃料と化石燃料が混合する場合、モデル計算から温度は $\sim 2.5^{\circ}\text{C}$ 上昇するであろうと予測できる。これは後氷期（6000年前）と125000年前の先間氷期時代の温度を越えるであろう。そして、中世代・恐竜時代の暖かさになるであろう。

予想される気候結果に多くの警告が伴わなくてはならない。第一に、大気中の CO_2 増加は仮定したエネルギー成長率、化石燃料から誘導されたエネルギーの割合、そして人工の CO_2 放射の50%が空気伝達により残留するという仮定に基づいている。第二に、与えられる CO 増加に対して予測される地球温度上昇は、多くの非1次過程を持つ複雑な気候システムをモデル化するための基本精度に基づいている。惑星の平均的気候から地球の気候の摂動までわたるモデル精度のテストは進展している。しかし、より多くのテストが必要とされている。第三に、不十分な予測だけが地域的気候の結果に存在している。

より多くの観測と理論上の研究には、 CO_2 による温度上昇の正確な認識と将来のより大きな気候の影響に対する信頼できる予測を可能にすることが必要である。主な地球のふく射作用、即ち、太陽光度、雲の性質、エアロゾルの性質、グランドアルベド、そして、トレースガスを測定することが必要であり、刺激的な能力が手の届く所にある。例えば、NASA Solar Maximum Missionは $\sim 0.01\%$ の相対的な正確さで太陽光度を測定している。気候システムのある構成要素の研究には特に海洋や氷原の力学による蓄熱や熱輸送が必要である。これらの研究には、理論上の研究により導かれる地球全体の測定や地域的過程の測定が必要であろう。徐々に増加している CO_2 量への一次的応答を考慮しつつ、地域的気候をシミュレートする信頼できる気候モデルが開発されなければならない。

地球温度上昇の観測が正確なものとなって初めて、エネルギー利用と燃料選択に影響する政治的・経済的作用から、 CO_2 問題がエネルギー政策に重要な影響を持つであろうことが明らかになる。燃料利用の主な変化が完了するまでに数十年かかるという歴史的事実を考慮すれば、燃料利用による大きな気候変化はほとんど避けられない。しかし、温度上昇率は来世紀までのエネルギー成長率と燃料選択に大きく依存するであろう。このように、気候への CO_2 の影響を考慮すると石炭資源を開発することは望ましくないものとなる。来る20、30年間必要な化石燃料を使う間に適切な計画がエネルギー保存を助長し、代替燃料を開発することができるかもしれない。

人工 CO_2 発生により誘発される気候変化は人類が絶えず誘導するであろう最も興味深い地球に関する地球物理学の実験である。できるだけ早く将来の気候の影響に関する性質を決定することを助長することが科学的課題である。地球観測と気候分析に必要な努力はなされているが、気候に関する知識が進歩すれば確実にその研究は進展するであろう。

B. MONTHLY WEATHER REVIEW

2 長波長放射による温度変化

大気⁽²⁶⁾の長波長放射に与える吸収帯は、水蒸気の6.3 μ帯と回転帯、CO₂の15 μ帯、そして、O₃の9.6 μ帯である。長波長放射による高度Zでの結果として生ずる温度変化率は、

$$\left(\frac{\partial T_z}{\partial t}\right)_{LR} = -\frac{1}{c_p \rho} \frac{\partial F_z^o}{\partial z} \quad (B.1)$$

である。ここで、下に書いた記号LRはLong Wave Radiationの略語。肩記号Gは水蒸気(W)、炭酸ガス(C)、オゾン(O)を表わす。C_pは定圧での空気の比熱。ρは空気密度。正味の流量は上向きと下向きの流量の差を表わす。

$$F_z^o = U_z^o - D_z \quad (B.2)$$

先に述べた3種のガスの寄与を加えると、(B.3)式のように長波長放射による全温度変化率を得る。

$$\left(\frac{\partial T_z}{\partial t}\right)_{LR} = \left(\frac{\partial T_z}{\partial t}\right)_{LR}^W + \left(\frac{\partial T_z}{\partial t}\right)_{LR}^C + \left(\frac{\partial T_z}{\partial t}\right)_{LR}^O \quad (B.3)$$

次に、これらのガスによる正味の流量をどうやって計算したかを述べる。下向きの長波長放射が大気頂部でゼロであるという境界条件を持つ放射輸送方程式を解き個々の部分を積分する手法を採用することにより、(B.4)式のようにいくつかの波長帯による高度Zでの下向きの放射流量を表わすことができる。

$$D_z = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \pi B_\nu(T_z) d\nu - \int_{\nu_1}^{\nu_2} \pi B_\nu(T_\infty) \cdot \tau_\nu(x_\infty) d\nu + \int_{\nu_1}^{\nu_2} \left\{ \int_{\tau_z}^{\tau_\infty} \pi \frac{dB_\nu}{dT} \tau_\nu(x) dT \right\} d\nu \quad (B.4)$$

ここで、 $B_\nu(T)$ は温度T、周波数νの黒体放射⁽²⁷⁾。τ_fは層の透過関数⁽²⁸⁾。ν₁、ν₂は周波数域。T_z、T_∞はレベルZと大気頂部での温度。

$$x(T) = \left| \int_{u(\tau_z)}^{u(\tau)} k_\nu du \right|, \quad (x_\infty = x(T_\infty)) \quad (B.5)$$

(B.5)式で、K_νは周波数νでの吸収係数。u(T)は地球表面と温度Tのレベルの間に存在する吸収体の量を表わす。地球表面での上向きの放射が表面温度の黒体放射に等しいと仮定すると、同様にして高度Zでの上向きの大気放射流量を得ることができる。即ち、

$$U_z = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \pi B_\nu(T_s) d\nu + \int_{\nu_1}^{\nu_2} \left\{ \int_{\tau_z}^{\tau_s} \pi \frac{dB_\nu}{dT} \tau_\nu(x) dT \right\} d\nu \quad (B.6)$$

ここで、T_sは地球表面温度を表わす。

(B.4) 式と(B.6) 式の正確な積分には膨大な計算量が必要である。そのため、ある試みがこれらの方程式を簡略化するためになされた。水蒸気の吸収帯は大気放射の全スペクトルをカバーしている。ところが、CO₂ と O₃ の吸収帯はかなり狭い。よって、水蒸気による長波長放射の計算に採用された概算と、CO₂ と O₃ の計算に採用された概算との間にはいくつかの差異がある。簡単のため以後それらを分けて述べる。

(26)長波長放射

気象学においては、地球に関係した大地、雲などの出す赤外放射を長波放射といい、大気放射と同義に用いる。地面や大気の温度は大略200 ~300°K であるため、長波放射のエネルギーは波長4 μ以上の領域にあり、短波放射と区別される。

(27) (完全) 黒体

全ての波長の放射を完全に吸収するような物体をいう。キルヒホッフの法則から、完全黒体はまた全ての波長においてその温度で可能な最大の放射度を有する物体であるということが出来る。

(28)透過関数

赤外放射にたいする大気の透過率を、光路長や吸収気体の濃度などの関数として数学的に表現したものを本来透過関数と呼ぶが、最近ではより広義に用いられ、赤外放射にたいする気体の透過率曲線（すなわち透過率と吸収気体の量との間の関係を示す曲線）を一般に透過関数という。各種気体の赤外吸収帯はそれぞれ複雑な線構造をしているため、透過関数は気体の種類により、吸収帯により、また考える波長によって異なり、更に気圧や温度によっても異なる。ただ、全ての場合に共通しているのは、有限の波長範囲の平均の透過関数は、吸収気体の量の増加に伴って、単色光の場合の指数関数よりずっとゆっくり減少する曲線で表わされるということである。これは吸収線の中心と裾野とでは吸収係数の値が大幅に変動しているために生ずる現象である。

(29)スペクトル

気象学では、放射の分野で電磁波にたいして物理学と同じように用いる他に、大気じょう乱の振幅やエネルギーなどを波数に関して分解するのに用いられている。

水蒸気

(B.4), (B.6) 式の計算を簡単にするために、Yamamotoは次の層に関する平均透過率を紹介した。

$$\bar{\tau}_f(u, T) = \frac{1}{dB} \int_0^\infty \frac{dB_\nu}{dT} \tau_f(k, u) d\nu \quad (\text{B.7})$$

$$\frac{dB}{dT} = \int_0^\infty \frac{dB_\nu}{dT} d\nu \quad (\text{B.8})$$

この層の平均透過率と符合して、(B.9) 式のように層の平均吸収率を定義できる。

$$\bar{\epsilon}_f(u, T) = 1 - \bar{\tau}_f(u, T) \quad (\text{B.9})$$

水蒸気層の放射率は定義(B.10)によるものである。

$$\epsilon_f(u, T) = \frac{1}{B(T)} \int_0^\infty B_\nu(T) \cdot \{1 - \tau_f(k, u)\} d\nu \quad (\text{B.10})$$

$$B(T) = \int_0^\infty B_\nu(T) d\nu = \frac{1}{\pi} (\sigma T^4) \quad (\text{B.11})$$

$k\nu$ の温度依存を無視し先に定義した ϵ_f と τ_f を用いると、(B.4) 式は近似的に次の形に変換できる。

$$D_i^w \approx \pi B_\infty \cdot \epsilon_f^w(y_\infty, T_\infty) - \int_{B_i}^{B_\infty} \bar{\epsilon}_f^w(y, T) \pi dB$$

あるいは、(B.7), (B.9), (B.10) 式を参照して、

$$D_i^w \approx \pi B_c \cdot \epsilon_f^w(y_\infty, T_c) - \int_{B_\infty}^{B_c} \bar{\epsilon}_f^w(y_\infty, T) \pi dB - \int_{B_i}^{B_\infty} \bar{\epsilon}_f^w(y, T) \pi dB \quad (\text{B.12})$$

$$y(B(T)) = |u(T) - u(T_i)|, \quad (y_\infty = |u(T_\infty) - u(T_i)|), \quad (\text{B.13})$$

と表わすことができる。ここで、 W は水蒸気を表わす。 $B_z = B(T_z)$, $B_\infty = B(T_\infty)$, $B_c = B(T_c)$ 。 T_c は積分の簡単のために特に選ばれた温度である。Yamamotoによって作成された広範囲の温度に対する τ_f ($= 1 - \epsilon_f$) の表を考察すると、 ϵ_f は $200 \sim 300^\circ\text{K}$ の温度範囲では、即ち、大気温度範囲ではほとんど温度に依存していないことが分かる。 200°K 以下では ϵ_f は温度低下に伴いはっきり減少する。そのため、もし T_c を 200°K より大きく選ぶと ϵ_f は温度に依存していないと仮定できる。我々の計算には T_c として 220°K を採用した。よって、 ϵ_i と ϵ_f は $T = 220^\circ\text{K}$ と $T = 300^\circ\text{K}$ に対して計算された。この計算の詳細は4章に述べる。

上向きの流量を表わす方程式は次の方程式に変換できる。

$$U_i^w = \pi B_s - \int_{B_i}^{B_s} \bar{\epsilon}_i^w(y, T) \pi dB \quad (\text{B.14})$$

ここで、 $B_s = B(T_s)$ 。快晴の時、正味の流量 F_z を次式のように表わすとより簡単となる。

$$F_i^w = U_i^w - D_i^w = \pi B_s - \pi B_c \cdot \epsilon_i^w(y_\infty, T_c) - \int_{B_\infty}^{B_s} \bar{\epsilon}_i^w(y, T) \pi dB - \int_{B_c}^{B_\infty} \bar{\epsilon}_i^w(y_\infty, T) \pi dB. \quad (\text{B.15})$$

C O 2 と O 3

C O 2 の 15μ 帯と O 3 の 9.6μ 帯に対して、全スペクトルの平均層吸収率の代わりにその吸収帯の平均層吸収率が導かれた。即ち、

$$E_i(u, T) = \frac{1}{\nu_2 - \nu_1} \int_{\nu_1}^{\nu_2} |1 - \tau_i(k, u)| d\nu. \quad (\text{B.16})$$

なぜなら、これらの吸収帯の幅は大変狭いため、吸収帯内の波数上の $d B \nu / d T$ の依存を無視できるので、下向きと上向きの放射を表わす方程式はそれぞれ次の近似式に変換できる。

$$D_i^g \approx \pi b_\infty^g \cdot E_i^g(y_\infty, \bar{T}) - \int_{b_i^g}^{b_\infty^g} E_i^g(y, \bar{T}) \pi db^g \quad (\text{B.17})$$

$$U_i^g \approx \pi b_i^g - \int_{b_i^g}^{b_\infty^g} E_i^g(y, \bar{T}) \pi db^g \quad (\text{B.18})$$

ここで、肩記号 G は C O 2 あるいは O 3 を表わす。 T は対象としている層と同じ平均層吸収率とガス温度を持つ等温層の温度である。 b は次のように定義できる。

$$b^g(T) = \int_{\nu_i^g}^{\nu_\infty^g} B_i(T) d\nu \quad (\text{B.19})$$

b_∞ , b_z , b_s はそれぞれ $b(T_\infty)$, $b(T_z)$, $b(T_s)$ の省略形である。 U_z から D_z を引くと正味の流量 F_z は (B.20) 式で表わされる。

$$F_i^g = \pi b_i^g - \pi b_\infty^g \cdot E_i^g(y_\infty, \bar{T}) - \int_{b_\infty^g}^{b_i^g} E_i^g(y, \bar{T}) \pi db^g. \quad (\text{B.20})$$

圧力と温度効果

圧力が直線的に変化するため、平均吸収率は我々が考えている層の圧力の関数でもある。そのため、この効果を考慮に入れる必要がある。最近、Howard, Burch, Williams は種々の吸収体濃度と種々の全圧に対して、水蒸気と C O 2 のそれぞれの吸収帯における平均吸

収率を測定した。彼らの結果によると、層の光学的厚さ u を次の方程式で表わされる層の有効な光学的厚さ u_r に置き換えることにより、標準圧力に対する平均吸収率曲線から一様な圧力の層の平均吸収率が分かる。

$$u_r = \left((P+p)/P_0 \right)^{\kappa} u \quad (\text{B.21})$$

κ はたいてい 1 より小さくそれぞれの吸収帯により異なる定数。 P は全圧。 p は吸収ガスの分圧。 P_0 は標準圧力。良く知られているように実際の吸収帯は強い吸収線と弱い吸収線が混合している。ある吸収線の強度が大変弱い、あるいは吸収ガスが希薄である時、吸収量は吸収線の強度とガスの量の積に比例し圧力には依存しない。これは吸収線の半値幅が圧力に比例しているという事実にもかかわらず、 κ がたいてい 1 よりも小さいからである。

率直に言って、 κ は定数ではなく吸収ガスの量と圧力に依存する。ガスの量が少ない時 κ はガスの量が減少すると共に減少する。しかし、我々が数値計算に採用したそれぞれの層の厚さは十分厚いので定数 κ を仮定することにより重大な誤りは起こらない。広範囲の圧力に対するより正確な実験が利用できたらより良い近似を採用することが望まれる。

圧力は高度と共に低下し、実際の大气では $P \gg p$ であるため次の方程式が (B.21) 式の代わりに大气層の有効な光学的厚さの計算に採用された。

$$u_r \approx \int_{u(P_1)}^{u(P_2)} (P/P_0)^{\kappa} du \quad (\text{B.22})$$

$u(P_1)$ は全圧 P_1 のレベルと地球表面との間の光学的厚さである。Kaplan が指摘しているように、1 次的近似では適度に弱い吸収線に対しては圧力の効果を過大に評価する傾向にある。本稿では linear scaling の代わりに κ -scaling を採用する。

温度は吸収線の半値幅と同様に吸収線の強度にも影響を及ぼす。しかし、我々が知っている限りでは、まだ室温より下で適当な測定がされたことはない。Plass の理論的判断によれば、温度は 03 の 9.6μ 帯にほとんど影響を及ぼさない。しかし、 CO_2 の 15μ 帯の吸収率の温度依存は熱平衡の計算に組み入れた。記述を簡単にするためにこの詳細な方法は 4 章に述べる。

(30) 半値幅

ある物理量の分布が変数にたいし左右対象な山形曲線で与えられるとき、山の半分の高さの所の変数の幅。

重複

ここまでは種々のガスの吸収帯を重ね合わせる形で取り扱って来た。しかし、これらの吸収帯の重複には注意する必要がある。 03 の 9.6μ 帯と水蒸気の吸収帯の重複は、水蒸気が豊富な赤道以外では重要ではない。なぜなら、水蒸気はこの波長の放射に対してほとんど透明であるからである。一方、 CO_2 の 15μ 帯と水蒸気の間接帯の重複効果は無視で

きない。これらの2つのガスの寄与の単なる合計は、100%以上の架空の結果としての放射を与える。我々の計算では水蒸気はこの重複した周波数帯では完全に透明であるという近似をした。下部対流圏でのこの近似は、重複した周波数帯では完全な黒体であるとする Elsasser の近似ほど良いものではないであろう。しかし、水蒸気の混合率が小さく、よって水蒸気⁽³¹⁾の回転帯の重複範囲による吸収が小さい上部対流圏と成層圏ではこの近似が正確であるはずである。どこにおいても優れた正確さを得るために、重複したバンドの結果として生じる層吸収率に対する次の近似方程式 $\epsilon f(u, u)$ を採用する必要がある。

$$\begin{aligned} \epsilon_f^{ov}(u^w, u^c) &\approx 1 - (1 - \epsilon_f^{ov}(u^w)) \cdot (1 - \epsilon_f^c(u^c)) \\ &= \epsilon_f^c(u^c) + \epsilon_f^{ov}(u^w) (1 - \epsilon_f^c(u^c)) \end{aligned} \quad (B.23)$$

ここで、 ϵf は重複した周波数帯に対する水蒸気⁽³¹⁾の平均層吸収率である。近似方程式(B.23)の右辺の第2項を無視すると我々の近似と一致する。

(31) 回転帯

多原子分子による吸収帯の一種で、放射の光子の吸収で分子の回転状態のエネルギーが励起されることによって生ずる吸収帯をいう。H₂O、O₃、SO₂、CO等、永久電気双極子能率を有する気体の赤外吸収スペクトルに現われ、それらの最も長波長側の吸収帯がこれにあたる。

3 太陽放射の吸収による温度変化

我々は水蒸気、CO₂、O₃による太陽放射の吸収を計算に含めた。もし、異なったガスの吸収の重複効果を無視すると、高度Zでのそれらの吸収による温度変化率は次式で表わされる。

$$\left(\frac{\partial T_z}{\partial t}\right)_{SR} = \left(\frac{\partial T_z}{\partial t}\right)_{SR}^w + \left(\frac{\partial T_z}{\partial t}\right)_{SR}^c + \left(\frac{\partial T_z}{\partial t}\right)_{SR}^o \quad (B.24)$$

ここで、 $(\partial T_z / \partial t)_{SR}^w$ 、 $(\partial T_z / \partial t)_{SR}^c$ 、 $(\partial T_z / \partial t)_{SR}^o$ は水蒸気、CO₂、O₃による温度変化である。下に書いた記号SRはSolar Radiationの略記である。それぞれのガスによる高度Zでの温度変化率は次式で表わされる。

$$\left(\frac{\partial T_z}{\partial t}\right)_{SR}^o = -\frac{\cos \zeta}{c_p \cdot \rho} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left[a^o \{ (u_w - u_z) \sec \zeta \} \right] \quad (B.25)$$

aは光学的厚さの関数としての太陽放射の吸収量、 ζ は太陽の天頂距離である。大気の平衡温度を計算するために毎日の平均温度変化率に対する式を得ることが必要である。高度

ZでのガスGによる太陽放射の吸収により生じる1日の平均温度変化率は次式で表わされる。

$$\overline{\left(\frac{\partial T_s}{\partial t}\right)_{SR}} = \frac{1}{(\text{whole day})} \left[-\frac{\cos \bar{\zeta}}{c_p \rho} \int_0^{(\text{daytime})} \frac{\partial}{\partial z} [a^G \{ (u_\infty - u_s) \sec \zeta \}] dt \right] \quad (\text{B.26})$$

そして、次のように近似的に表現できる。

$$\overline{\left(\frac{\partial T_s}{\partial t}\right)_{SR}} \approx \frac{(\text{daytime})}{(\text{whole day})} \left[-\frac{\cos \bar{\zeta}}{c_p \cdot \rho} \frac{\partial}{\partial z} [a^G \{ (u_\infty - u_s) / \cos \bar{\zeta} \}] \right] \quad (\text{B.27})$$

ここで、 $\bar{\zeta}$ は次式で定義された平均天頂角である。

$$\cos \bar{\zeta} = \left(\int \cos \zeta(t) dt \right) / \left(\int dt \right) \quad (\text{B.28})$$

天頂角の余弦の平均とそれぞれの季節と緯度に対する24時間に対する比で与えられる昼間の長さは表 B.1に示されている。我々はこれを計算に用いた。吸収線が圧力の影響を受けることは、長波長放射と同様に考慮した。各ガスによる太陽放射の吸収に対して採用されるべき κ の値は後で議論する。

水蒸気の2.7 μ 帯とCO₂の2.7 μ 帯が重複する水蒸気が豊富な下部対流圏では、これらの2つの寄与の単なる合計が原因でこの吸収帯による太陽放射の吸収を過大評価してしまう。しかし、成層圏でのCO₂による吸収の相対的な大きさは重複効果を考慮しようとしなないほど小さい。計算理論の簡単のためにこの重複効果を無視して2種類のガスの寄与を加える。

(32)天頂距離

天頂からの角距離。高度(角)の余角。すなわち天球上の対象と観測者を結ぶ線が鉛直線となす角。

4 長波長放射の吸収率

長波長放射による大気温度変化を計算するために、散光の放射率⁽³³⁾あるいは吸収率⁽³⁵⁾を知る必要がある。しかし、研究室では平行光線の吸収率がたいてい測定される。そのために、コラムの吸収率とスラブの吸収率の関係を得る必要がある。このために、Elsasserは等しく、等距離にある吸収線の理想化された吸収帯に対するコラムとスラブの透過率⁽³⁶⁾を計算した。これらの結果に基づいて彼は次の近似式を得た。

$$\tau_l^F(l, u) \approx \tau_l^F(1.66l, u) \quad (\text{B.29})$$

ここで、 τ_l と τ_f は理想化された Elsasser 吸収帯に対するコラムとスラブの一般的透過関数である。この方程式は等方性散光の有効な光学的厚さは直達放射の有効な光学的厚さの1.66倍であることを意味している。この章ではコラムの吸収率からスラブの吸収率の減少を表わすこの近似関係を用いる。

(33) 散光

空間の一点または微小体積素辺を通して放射エネルギーがお多くの異なる方向に伝播しているとき、この放射を散光といい、平行光と区別している。大気放射や長波放射のうちの散乱成分などは散光である。散光の理想的なものは等方性散光である。

(34) 放射率

ある波長、温度における与えられた物体の放射度と、同じ波長、温度における理想的な黒体の放射度との比を、その波長および温度におけるその物体の放射率という。

(35) 吸収率

放射が物体または媒質に入射して吸収を受ける場合、吸収される放射エネルギーと入射光のエネルギーの比を吸収率という。吸収率は0と1の間の値をとり、その値は全ての波長によって変化する。吸収率が全ての波長で一定で、かつその値が1であるような理想的な物体を黒体という。

(36) 透過率

放射が物体または媒質に入射し、その一部がこれを通り抜けて伝播するとき、吸収と散乱を受けるので、媒質中をある距離進と進行方向に沿って光の強さは弱まる。入射光のエネルギー I_0 にたいする透過光のエネルギー I の割合 I/I_0 を、考える放射に対する物体または媒質の透過率という。

水蒸気

Yamamotoは地球放射に寄与する水蒸気の吸収率に関する広範な研究を行なった。彼は、Foule, AdelとLampland, Weber とRandall, YamamotoとOnishiの理論計算による実験から、 6.3μ 、 $8-13 \mu$ 域、 $17-24 \mu$ 域、そして遠赤外域の値をそれぞれ得た。彼の論文によると、 $17-24 \mu$ の回転帯ではYamamotoとOnishiによる理論計算とWeber とRandallによる実験結果は良く一致している。しかし、この吸収帯の理論計算は大雑把に近似したため、6.

3 μの回転帯ではFowleの実験と一致しないであろう。最近この吸収帯に関する注意深く広範なFowleの実験と大変良く一致する実験がHoward, Burch, Williamsによって行なわれた。この一致からYamamotoにとってこの吸収帯に関するFowleの実験データを用いたことは大変効果的であった。

Yamamotoにより作成された300°Kと220°Kでの一般的吸収係数と一般的透過関数を用いて平均層吸収率 $\bar{\epsilon}_l(u''', 300^\circ\text{K})$ と層放射率 $\epsilon_l(u''', 220^\circ\text{K})$ を計算した。そして、これらは凝結し得る水を1cmを単位とする光学的厚さで表わし、これを変化させる対数(底10)で変化させた場合の値として図B.1に示されている。CO₂の15μ帯(550-800/cm)と重複する周波数域の寄与はこの計算では考慮しなかった。

水蒸気の吸収帯に対する圧力因子の値は、Howard等とDawにより行なわれた実験から得ることができる。Howard等は水蒸気とCO₂の赤外線吸収帯に関する多くの実験を研究室で行なった。そして、実験データに適合する2形式の関係を提案した。吸収が弱いときは全吸収は次の"weak fit"の方程式により与えられる。

$$\int_{\nu_1}^{\nu_2} A_\nu d\nu = C \{u(P+p)^\kappa\}^{1/2} \text{ (weak fit)}^2. \quad (\text{B.30})$$

強吸収に対する全吸収は、次の"strong fit"の方程式により与えられる。

$$\int_{\nu_1}^{\nu_2} A_\nu d\nu = C + D \log_{10} \{u(P+p)^\kappa\} \text{ (strong fit)}^2. \quad (\text{B.31})$$

表B.2に6.3 μ帯と回転帯のstrong fitとweak fitのκの値が示してある。この表に基づいて回転帯と6.3 μ帯のκの有効平均値は0.6であると仮定した。

Dawの実験は水蒸気的全回転帯をカバーしていないし、回転帯の吸収線の強度の理論計算は可能であるという事実から判断して、理論計算に基づいた回転帯に対する値を決める必要がある。この種の計算がされる前に試みにκの値を0.6としてみる。

二酸化炭素

Howard, Burch, Williamsは1から少なくとも1000atmo-cmまでの吸収体濃度と20mmから40mm Hgまでの種々の全圧に対して、CO₂の15μ帯の吸収率に関する研究を行なった。水蒸気に対して行なったようにweak fitとstrong fitの方程式により彼らの結果を表現した(方程式(B.30), (B.31)参照)。これらの実験上の方程式を使うことにより、CO₂の15μ帯に対するスラブの平均吸収帯吸収率曲線を作成することができる。彼らの実験によると、weak fitに対する圧力因子κは0.855であり、strong fitに対する圧力因子は0.88である。これらの値に基づいてκを0.86と仮定した。

この吸収帯の吸収率の温度への依存は必ずしも小さくはない。これはPlassにより指摘されている。温度効果を計算するために各温度での吸収帯の吸収率を理論的に計算したsasamoriの最近の研究を利用した。常温で1気圧における彼の理論上の曲線は彼の論文で述べられている実験上の曲線と正確には一致していないが、彼の研究結果から温度変化に⁽³⁷⁾応する有効な光学的厚さの変化の近似値が分かる。Sasamoriの論文の⁽³⁸⁾図2に見られる300°Kでの曲線と他の温度での曲線との距離と同じだけ、先に述べられた実験上の曲線を水平に移すことにより、図B.2に見られるような最終的な吸収曲線が各温度に対して得られ

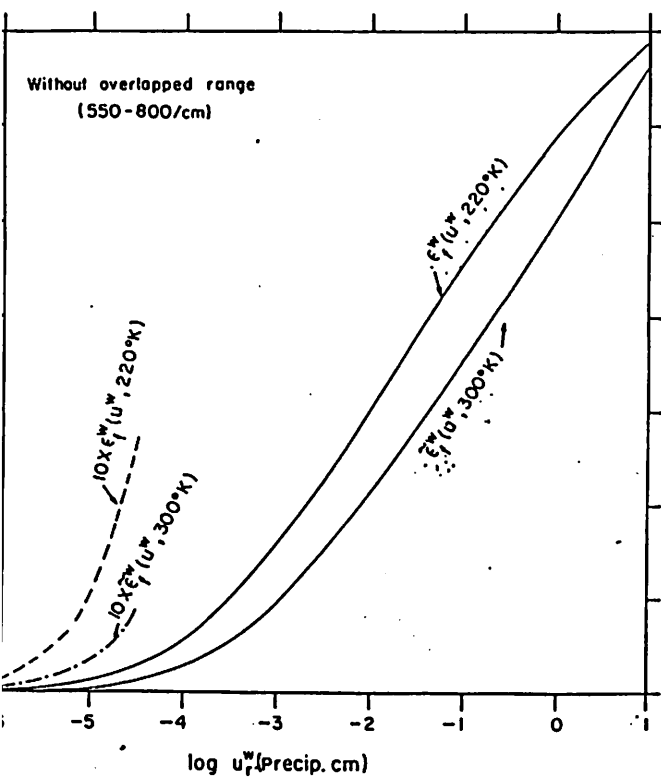


図 B・1

スラブの放射率とスラブの平均吸収率。CO₂の15 μ 帯と重複する周波数域は考慮しない。

表 1

24時間の比で与えられる昼間の長さの季節と緯度による分布と、COS $\bar{\zeta}$ の加重平均値。

°Lat.	Fractional length of daytime				Cos $\bar{\zeta}$			
	Apr.	July	Oct.	Jan.	Apr.	July	Oct.	Jan.
5	.508	.517	.540	.493	.625	.587	.614	.501
5	.521	.537	.492	.471	.618	.601	.579	.549
5	.533	.562	.483	.450	.599	.593	.524	.474
5	.546	.590	.471	.421	.558	.567	.458	.393
5	.562	.637	.454	.362	.501	.521	.370	.317
5	.600	.708	.437	.321	.423	.453	.292	.203
5	.629	.837	.404	.208	.345	.369	.176	.106
5	.750	1.000	.320	----	.241	.311	.071	----
5	1.000	1.000	----	----	.164	.318	----	----

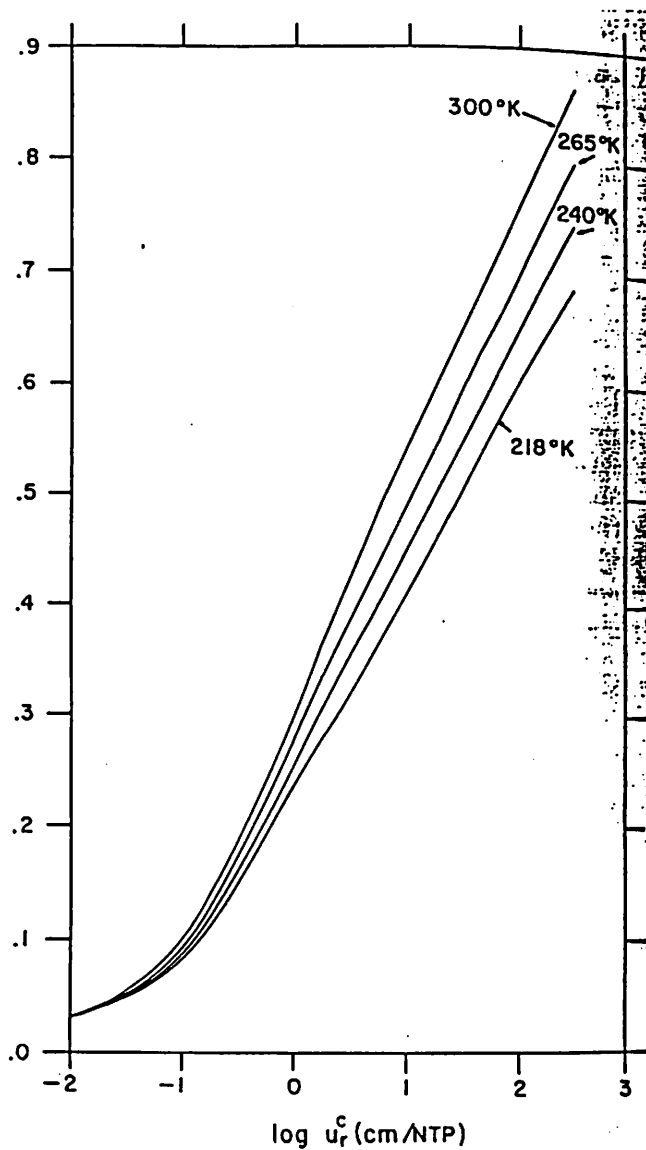


図 B・2

色々な温度に対するCO₂の15 μ 帯のスラブの平均吸収率。

表 2

水蒸気回転帯と6.3 μ 帯の κ の値。

Band	Band Limits (cm. ⁻¹)	ϵ	Reference
Rot H ₂ O.....	436-655	0.60 (weak fit)....	Daw [9].
Rot H ₂ O.....	655-896	.50 (weak fit)....	Daw [9].
6.3 μ	1150-2050	1.60 (weak fit)....	HBW [27].
		1.72 (strong fit)....	HBW [27].

れ、この曲線を計算に用いた。これらの曲線を補間⁽³⁹⁾すると、218°k 以上の温度と300°k 以下の温度に対する近似吸収曲線が得られる。温度が300°k より高いとき、あるいは218°k より低いときそれぞれ300°k の吸収帯と218°k の吸収帯を用いる。これらの吸収率を使うために大気層の有効温度を計算する必要がある。CO₂ の混合率は高さに関してはだいたい一定であるが、温度と同様に圧力は高度と共に変化する。そのため、有効温度の評価は煩わしい計算を含んでいる。NTPでのCO₂ の吸収率はいくつかの不確かさに従っているという事実から、有効温度 T_{eff} の計算に次の最も簡単で可能な近似を行なった。

$$T_{eff} = \left(\int_{P_1}^{P_2} T dP \right) / \left(\int_{P_1}^{P_2} dP \right) \quad (B.33)$$

P₁ と P₂ はそれぞれ層の上限と下限の圧力である。この有効温度を得た後、温度に関して吸収率を1次的に補間することにより T に対する層の吸収率を計算することができる。

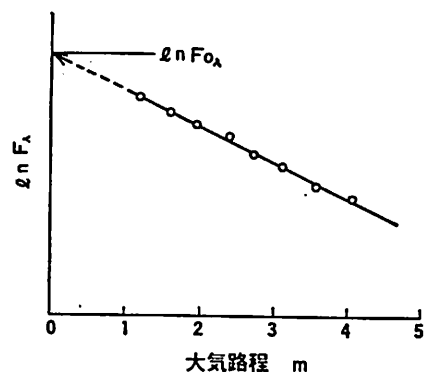
CO₂ の15μ帯の吸収率に対する温度効果は大気の熱平衡計算に含めた。しかし、簡単のために放射平衡の計算には含めなかった。後者の計算では一貫して218°k での吸収率を用いた。

- (37) J. N. Howard, D. L. Burch, and D. Williams, "Near-Infrared Transmission Through Synthetic Atmospheres," *Geophysical Research Papers*, No. 40, Air Force Cambridge Research Center, AFCRC-TR-55-213, 1955, 244 pp.

- (38) T. Sasamori, "The Temperature Effect on the Absorption of 15 microns Carbon Dioxide Band," *Science Reports of the Tohoku University, Ser. 5, Geophysics*, vol. 11, No. 3, Dec. 1959, pp. 149-161.

(39)補間 (波長別外挿法)

いま、大気を通過して観測点に到達した波長の日射 (太陽放射) の放射束密度を F_λ とし、大気に入射する直前の波長の入射束密度を $F_{0\lambda}$ とすれば、ビヤ・ブーゲー・ランバートの法則により、 $F_\lambda = F_{0\lambda} e^{-k_\lambda m}$ の関係が成り立つ。ここで k_λ は波長 λ における昇消散係数であり、これは大気中の分子や塵による吸収や散乱によって決まるものである。また大気路程と呼ばれる量で、光路の長さを相対的に示すパラメタである。すなわち、観測点上の天頂から入射する光路を $m = 1$ とすれば、平行な平面上の大気を考えると、天頂角における大気路程は $m = \sec \theta$ となる。この大気路程を単にエア・マスと呼ぶこともある。先の式の対数をとると、 $\ln F_\lambda = \ln F_{0\lambda} - k_\lambda m$ (*) となり、 m を変数として、つまり色々な天頂角で F_λ を観測したものを図のように作図すれば、(*) 式の直線関係から $m = 0$ のとき、すなわち大気外における $F_{0\lambda}$ を外挿して求めることができる。



オゾン

この吸収帯の吸収率の実験測定は、Summerfield、さらに最近ではWalshawによって行なわれた。我々は後者の実験を用いた。観測された吸収曲線と良く一致する彼の論文の実験式は同時に全く複雑である。

本稿では簡単のため、我々の計算システムに適する吸収率を得るために彼のデータを再解析した。再解析は大気中のオゾン量の通常の範囲をカバーするWalshawの実験のa-i群に制限した。これらの群での結果に基づいて κ の値は最小二乗法により0.3と定めた。

図 B.3でコラムの平均吸収帯吸収率の測定値は次式で定義される有効な光学的厚さに対してプロットされた。

$$u_r = [(P + 0.61p)/P_0]^{-3} u \quad (\text{B.34})$$

Walshawは全圧 P にこの方程式の分子に表われている $0.61p$ を加えることを提案した。彼は実験結果に基づいて、オゾンの有効な衝突横断面は空気の1.61倍であるとした。しかし、大気の状態は $P \gg p$ であるのでこの付加は必要ない。

これらのデータに最も良く適合する曲線から一般的方法でslabの平均吸収帯吸収率に変換されたコラムの平均吸収帯吸収率が分かる。また、オゾンの有効量の対数(底10)に対応するスラブの吸収率も図 B.3に示してある。我々はこれを用いて計算した。

図 B.3でプロットされた値から、有効なオゾン量がわずかになるほどより大きなポイントの分散があることが分かる(a、b実験群参照)。少量のオゾンに対するWalshawの実験を分析してみると次の傾向が分かる。圧力が高くなるにつれ、即ち、1気圧に近づくにつれて吸収率は多少依存するようになると思われる。このように依存が低いことからプロットされた点の分散状態を説明することができ、圧力の依存を考慮するため(B.34)式が不適切であることが分かる。しかし、オゾン層あるいはその近辺(この吸収帯の影響は重要である)の圧力は1気圧よりかなり低いため、計算に重大な誤りは起こらない。

5 太陽放射の吸収

水蒸気

主にFowleの研究に基づくと、水蒸気による太陽放射の吸収曲線はKimball, Mugge, Yamamoto-Onishi, Houghton、そしてMcDonaldによって作成されて来た。この研究に対して、水蒸気の微小量をカバーするために我々はHowardらの実験に基づいて吸収曲線を作成した。

彼らの論文によると、6.3, 3.2, 2.7, 1.87, 1.38, 1.1, 0.94 μ の水蒸気の吸収帯は、凝結し得る水の0.001から3.8 cmまでの範囲に渡る吸収体濃度と、740mmHgまで窒素を含む個々の全圧に対して研究された。主にこれらの結果を使って水蒸気による太陽放射の吸収を得た。Howardらは3 cm以上の凝結し得る水蒸気(46)の量に対する吸収を与えなかったが、実験結果を用いることによりGoodyのランダムモデルのパラメーターを決定し、3, 10, 50 cmに対する吸収帯による吸収の大きさを予測した。このため我々は凝結し得る水蒸気の50 cmまでの吸収を計算できる。彼らの実験によってカバーされなかった凝結し得る水蒸気の極微

小量による吸収に対して、簡単のためにHowardらによって提案されたweak fitに関する実験を使った。

0.75 μ と0.85 μ の吸収帯はそれほど重要ではないため、彼らの実験によってカバーされなかった。波長が短くなるにつれ近赤外線太陽スペクトルの強度が増加するという事実から、これらの二つの吸収帯の寄与は凝結し得る水蒸気の量が1 cmより大きいとき無視できない。0.94 μ の吸収帯は彼らの実験によってカバーされたが、Goodyのモデルのパラメータはおそらくこの吸収帯の研究室での実験の正確性が低いために与えられなかった。そのため、彼らの結果を用い凝結し得る水蒸気が数cmより大きい水蒸気の量に外挿（補外）法を適用することができないのである。

それほど重要ではないこれらの3つの弱帯を計算するために、Fowleのデータを用いた。YmamotoとOnishiの一般的吸収係数とELSASSER吸収帯の一般的透過関数を用いて、より大きな光学的厚さに彼の吸収曲線を外挿した。

最後にこれらの9つの吸収帯についての寄与をまとめ、凝結し得る水の量に対する太陽放射の吸収を計算した。これは図B.4に示されている。図B.4では他の研究者によって得られた吸収曲線も比較のため示されている。縦座標には吸収率がcal/cm²の単位で与えられている。横座標にはcmの単位で表わされた水の対数（底10）が与えられている。我々の結果とMcDonaldの曲線を比較するには、2.7, 3.2, 6.3 μ の吸収帯からの寄与をMcDonaldの曲線に加える必要がある。そうすると我々の曲線とMcDonaldあるいはMugge-Mollerの曲線の差はおよそ10%である。

HoughtonがFoeleの出版物とスミソニアン協力者によって出版されたデータの間の不一致を見つけたという事実にもかかわらず、Fowleによって得られた吸収帯吸収率とHowardらによって得られた吸収帯吸収は、互いに良く一致している。そして、我々の曲線とHuggeとMollerの曲線の差は結果が正確であるなら重大な間違いを引き起こさないように思われる。

圧力効果を正確に組み入れるためにこれらの吸収帯に対する正確な κ の値を見つける必要がある。表B.3はHowaedらによってstrong fitとweak fitの両方に対して実験的に得られた κ の値を示している。この表に付言すれば κ の値はあらゆるバンドに対して0.6であると仮定する。この値は地球上の水蒸気の放射に採用された κ 値と同じである。

(40)ランダム・モデル

吸収線の配列は量子化されて極めて規則的である。この考え方にたって吸収帯モデルを導入したのがエルサツサーのレギュラー・モデルである。しかし、実際の吸収線配列は多くの吸収帯の組み合わせによって、結果的には非常に不規則に見える。この観点に立って吸収線構造を全くランダム（不規則）と考えたものが、グッディーによって考察されたランダム・モデル（または、統計モデル）である。

ランダム・モデルの基本原理は、(1)ある波数間隔中の透過関数は、その中にある吸収線の位置を再配置したもので近似できる。(2)この再配置された吸収線に対する平均の透過関数の積の法則を適用する。という二つの非常に有力な性質に基づいている。この性質は、一般的には単波長（波数）の透過関数にのみ適用されるものであるが、ある波数間隔の中で吸収線の位置がランダムであると仮定すると、充分成立するものである。

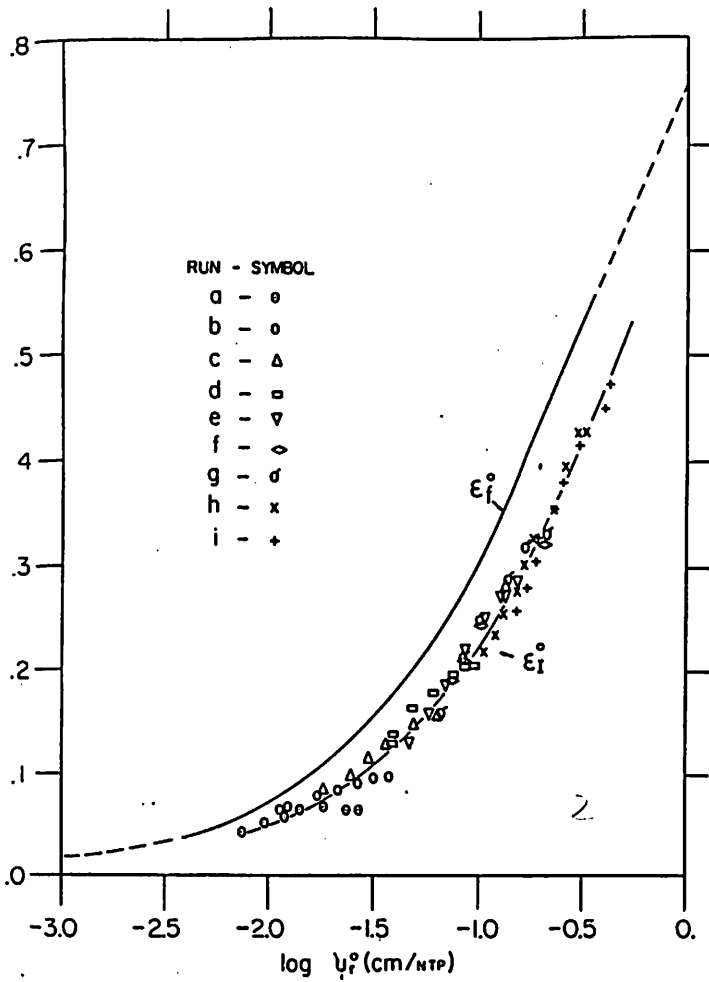


図 B・3

Waishaw の実験結果から得られたオゾンの9.6 μ帯のコラムとスラブの平均吸収率。

表 B・3

太陽放射を吸収する水蒸気の色々な吸収帯に帯するκの値。

Characteristic wavelength (μ)	κ Weak fit	κ Strong fit
6.3	0.60	0.72
3.2	.60	-----
2.7	.61	.61
1.87	.60	.62
1.34	.60	.43
1.1	.62	-----
0.91	.54	-----

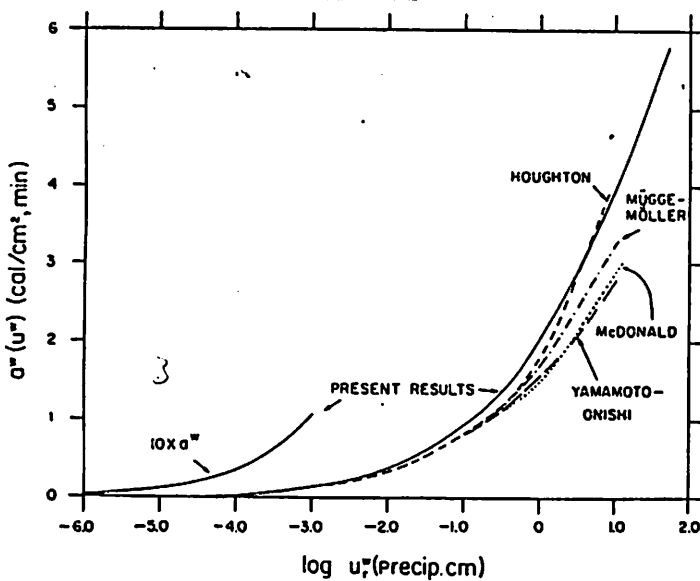


図 B・4

色々な研究者による水蒸気による太陽放射の比較。

表 B・4

太陽放射を吸収する色々なCO帯に帯するκの値。(A.v)はweak fitの方程式が適用できる平均吸収帯吸収率の上限値。

Characteristic wavelength (μ)	κ Weak fit	κ Strong fit	(A.v)crit.
5.2	0.80	-----	0.273
4.8	.74	-----	.333
4.3	-----	.03	.147
2.7	.86	.88	.150
2.0	.78	.83	.178
1.6	.70	-----	.145
1.4	.82	-----	.133

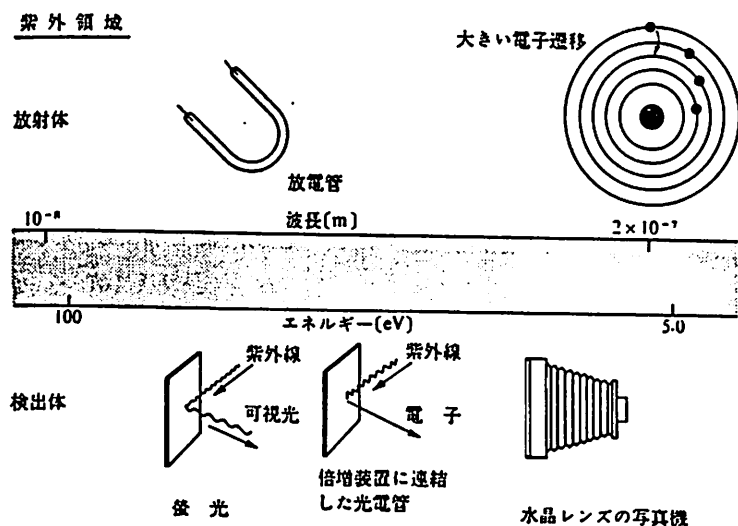
二酸化炭素

Howard, Burch, Williams による広範な実験は、二酸化炭素による太陽放射の吸収量の計算に有効である。彼らは1から少なくとも1000atmo-cmに渡る吸収体濃度で、740mmHgまで窒素を含む種々の全圧に対して5.2, 4.8, 4.3, 2.7, 2.0, 1.6, 1.4 μ ごとのCO₂の吸収量を研究した。彼らの結果によると、スミソニアン気象テーブルで与えられる地球大気外への太陽紫外線スペクトルに基づくと、結果としての吸収曲線は先に述べた7つの吸収帯の寄与をまとめることによって作成できる。図 B.5からCO₂量 (cm/NTP) の対数 (底10) と太陽放射の吸収の関係が分かる。

圧力変化の影響を考慮するために κ の値を知る必要がある。表 B.4からstrong fitとweak fitの両方に対してHoward, Burch, Williams によって得られたこれらの7つの吸収帯の値が分かる。weak fitに対する κ の値は0.8の周囲に集中し、strong fitに対する κ の値は0.9の周囲に集中している。そのため、その値はCO₂の15 μ 帯の長波長放射の計算に使用されたものと同じ0.86であると仮定する。

(41) 紫外線

紫外線は肉眼には見えないが、その存在は放電管からのふく射を蛍光板にあてることにより、極めて明瞭に実証することができる。紫外線は蛍光物質中の原子に吸収され、その内部にエネルギー変化が生ずる。つづいて起こる遷移のうち、あるものはエネルギー差が入射したふく射のエネルギーよりも小さい。このような電子状態の遷移の結果、可視領域のふく射が出て肉眼に感ずるのである。より高いエネルギー、すなわちより短い波長の紫外線が、このようにして低エネルギー、長波長の可視光に変わることは周知のとおりである。蛍光塗料のような物質は、画面にあたる紫外線を吸収して、これをある範囲の可視光に変えて再び放出し、これが単に画面で反射する可視光に加わって見えるのである。この領域の定量的な特徴は、図に示してある。波長の範囲は 2×10^8 mから10mに及び、それに相当するエネルギーも示しておく。可視部との境界では約5eVであるが、高エネルギー側の限界は100eVである。この波長のはじめと終わりはどちらも厳密なものではなく、他の領域と連続的に重なっている。



オゾン

オゾンにより吸収される太陽放射量を計算するために、第 B.1 に地球大気外の太陽スペクトル放射の紫外線部分を知る必要がある。Johnson の最近の研究はこの目的に有用である。スミソニアン の観測と同様に、高高度ロケットによる最近の観測結果を用いて大気外での太陽放射曲線の説明をした。

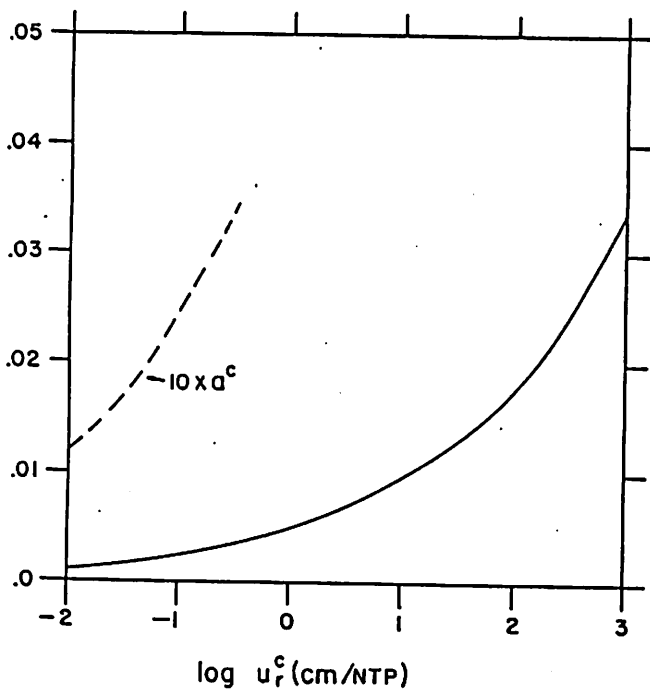
吸収曲線の作成に必要なもうひとつの情報は種々の波長でのオゾンの吸収率である。著者が知っている最も最近のデータは Vigroux と Inn と Tanaka による実験結果である。実験方法にかなりの差があるにもかかわらず、それらはかなり良く一致している。

この論文では、Huggius バンド (3000-3700Å) による吸収の計算に Vigroux の実験を用いた。また、Hartley (2000-3000Å) と Chappuis バンド (4400-7600Å) による吸収の計算には Inn と Tanaka による実験を用いた。オゾンによる吸収が主に起こる成層圏の温度から、我々は -40°C に対する吸収係数を採用した。 -92°C から 120°C までの温度範囲をカバーするオゾン吸収を観測した Vigroux の見積りからその値を計算することができる。図 B.6 で継続的な弱い吸収線は、オゾン、Hartley 帯、Huggius 帯、オゾンの量の対数に対する Chappuis バンドによる全吸収量 ($\text{cal}/\text{cm}^2\cdot\text{min.}$) を示している。比較のため、Craig により作成され Pressman により拡張されたダイアグラムを積分することにより得られる吸収曲線が波線の曲線で図 B.6 に示されている。後者の曲線が Ny と Choong による古い実験に基づいていること、また異なった太陽放射曲線に基づいているという事実にもかかわらず、これらの 2 つの吸収曲線はある程度良く一致している。

6 ガスの寄与

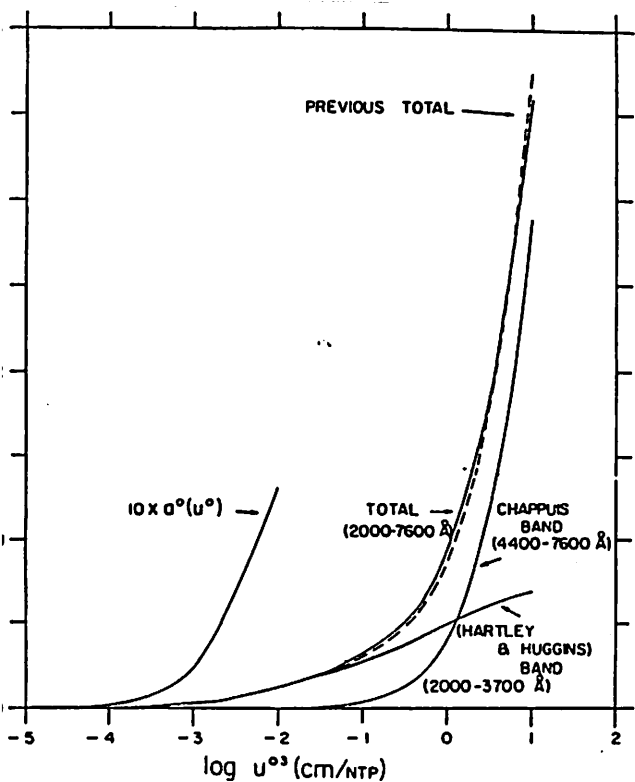
水蒸気

大気中での高度と緯度方向の水蒸気分布は、地表面での観測とラジオゾンデによる観測⁽⁴²⁾に基づいて、Telegadas, London により作成された。我々は温度が -30°C より高い対流圏の下半分の相対湿度については彼らの分布を採用した。ラジオゾンデによる相対湿度の測定は十分正確である。温度が -30°C より低い対流圏の上半分では、British group により作成された飛行機からの多くの測定結果と一致する一定の霜点減率 $-6.25^{\circ}\text{C}/\text{km}$ を採用した。高高度での上記水蒸気分布に関して Barclay⁽⁴³⁾ らは図 B.7 に再現されているような簡潔な形式で種々の研究者の結果を示す便利な図を作成した。その中で Barclay の結果はおそらく気球からの蒸発のため大きすぎるように思われる。そのため、Murgatroyd⁽⁴⁴⁾ らによる測定と Houghton と Gates⁽⁴⁵⁾ らによる測定に基づいて、試みに約 30km (9 mb レベル) の高度までの成層圏で、一定霜点 190°K を仮定した。そして、このレベル以上では混合率一定と仮定した。この結果赤外測定と一致する全水蒸気量が分かる。British group により得られ、Tucke がまとめた高度方向の水蒸気分布の最終的結果は図 B.8 a に示されている。霜点は季節に関係なく高度と共に減少し約 190°K の値に至るということは大変興味深い。最近 Murgatroyd は図 B.8 b で示されている種々の緯度での高度方向の水蒸気分布の測定結果を得た。これらの結果によると霜点は緯度に関係なくほとんど同じ値、即ち 190°K に至るように思われる。これらの結果から見て霜点は季節と緯度に関係なく成層圏では一定であるという我々の仮定は合理的であるように思われる。



B・5

Howardらによる実験結果に基づいたCO₂による太陽放射の吸収量。



B・6

Vigroux と Inn、Tanakaによる実験結果に基づくオゾンによる太陽放射の吸収量。

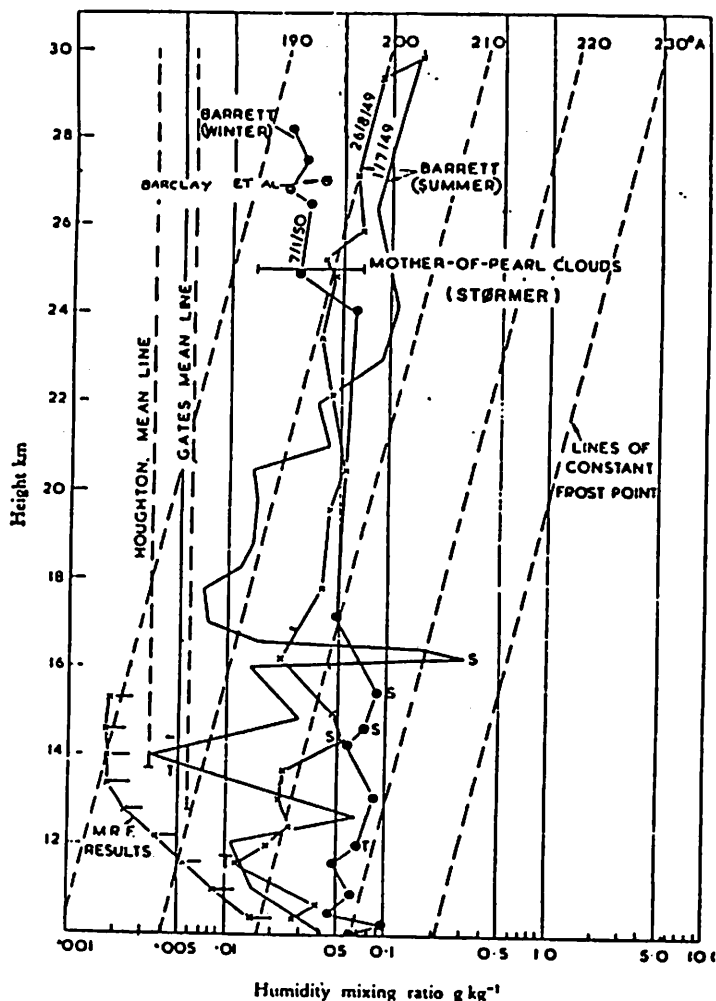


図 B・7

色々な研究者によって得られた水蒸気の鉛直方向の分布と、Barclayらの計算による鉛直方向の水蒸気分布。

図 B.9で全季節の水蒸気の混合率 (gr./kg. of air) の高度と緯度方向の分布が示されている。我々はこれを計算に採用した。

(42)ラジオゾンデ

高層大気的气圧、気温、湿度を測定する気象観測器機。ゴム気球につり下げられ、毎分約 300~400 mの速さで大気中を上昇し、計器部による測定値を発信器部 (小型無線器) によって地上へ送信する。したがって、小型軽量が第一の必要条件であるが、世界各国で高層天気図を描くために信頼度の高い精度が要求され、さらに、1回しか使用できない消耗品であるため廉価でなければならぬ。1930年代に独、米、仏、フィンランド、ソ連などにおいて競って研究が進められた。我が国では1938年 (昭和13) 6月19日、実用化時代への第一歩を踏み出した。

(43)霜点

氷についての飽和蒸気圧とそのときの蒸気圧とが等しくなるときの温度。湿球が氷結したときの通風乾湿計の示度から計算できる。0℃以下でしか凝結しないとしたときの露点温度に対応する。

C O₂

C O₂ の割合は90Km以下では相対的に変化しないと一般的に思われる。論文の8-1ページに示されている表によるとC O₂ の量はおよそ体積で0.03%、質量で0.0456%である。標準状態の温度と圧力でのC O₂ の減じた厚さはこれらのデータから計算された。

オゾン

Gotzは図表形式で季節と緯度の方向のオゾン分布を初めて表わした。Normand は最近の高精度の測定に基づいてGotzの図表に存在する北極でのウィンターギャップを除去することにより図表を進歩させた。Normand の図表はかなり修正されなければならない。なぜなら、彼の図表のオゾン量はNyとChoongの吸収率を使って計算されており、この吸収率は本稿の計算に用いたVigroux の吸収率より約36%大きいからである。全季節での全オゾン量の緯度方向の分布はVigroux scale で図B.10に示されている。

高度方向のオゾン分布に関しては、TousbergとOlsen が全オゾン量と高度分布の良い一致を見つけた。図B.11はVigroux scale でこの一致を示している。

図B.10と図B.11から我々が計算に用いた緯度、季節、高度に関するオゾンの分布を得ることができる。

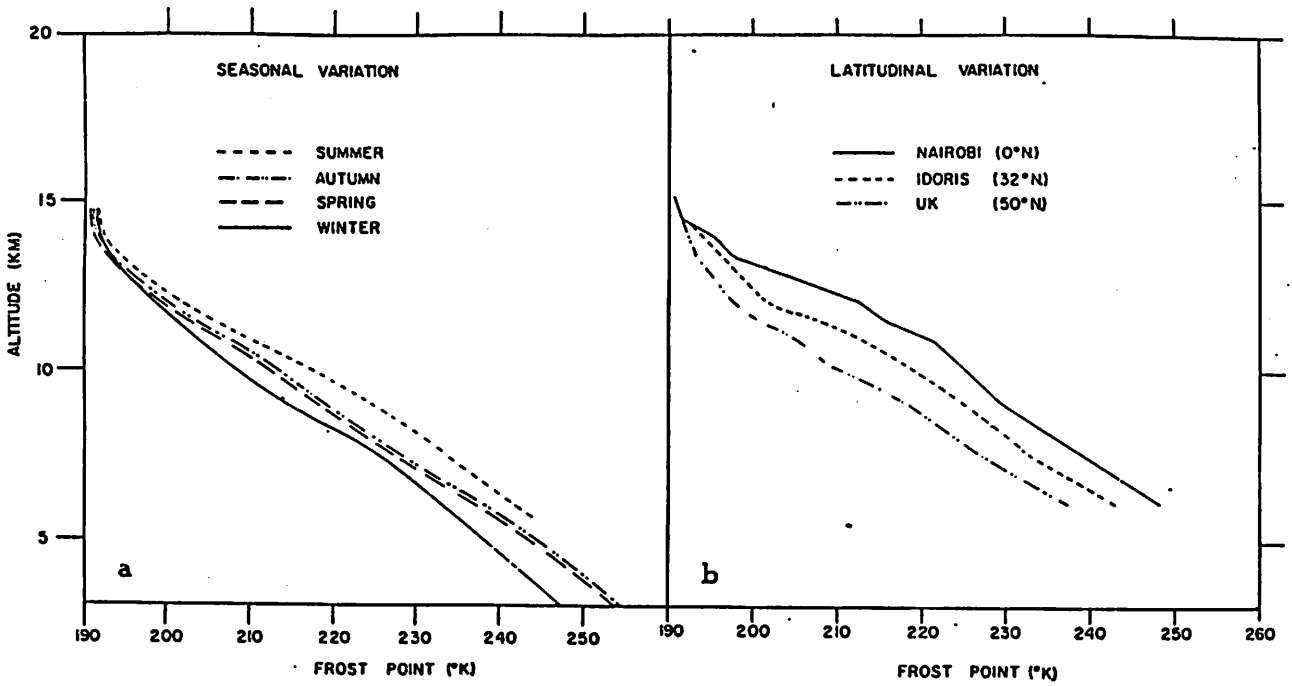


図 B・8

(a) British group によって飛行機から測定された水蒸気の鉛直方向の季節的分布と、Tuckerによって計算されたもの。

(b) Murgatroydにより得られた色々な緯度での鉛直方向の水蒸気分布。

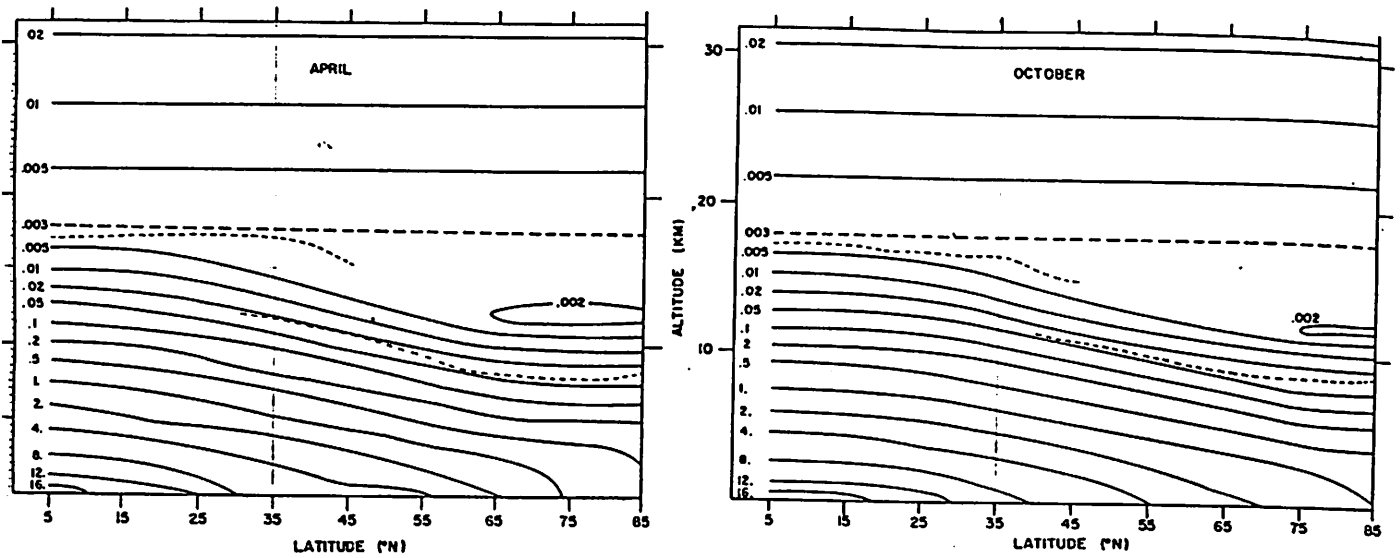


図 B.9

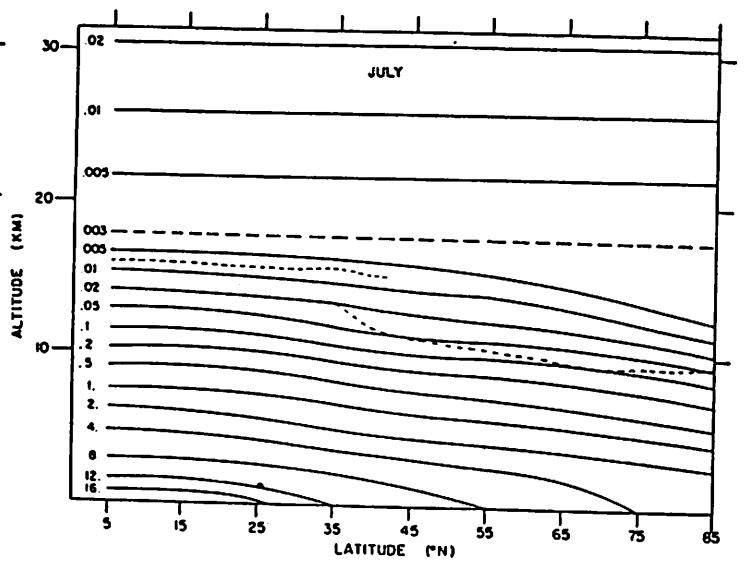
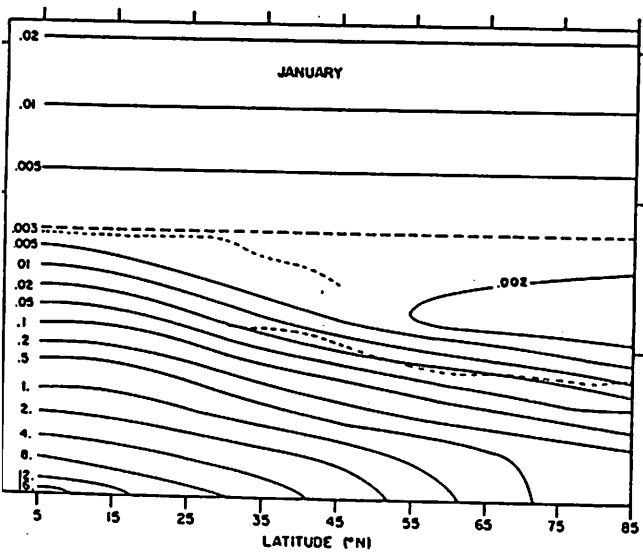


図9

われわれが計算に用いた季節と緯度に関する水蒸気分布。薄い波線はKochanskiにより決定された圏界面の高さを示す。

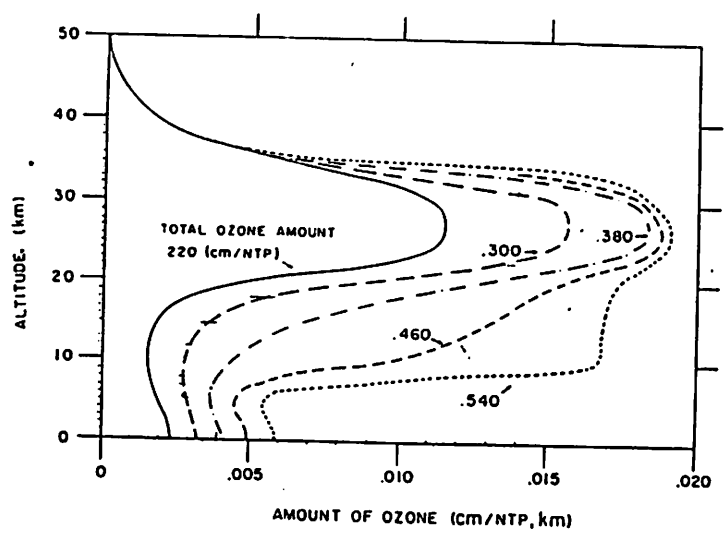
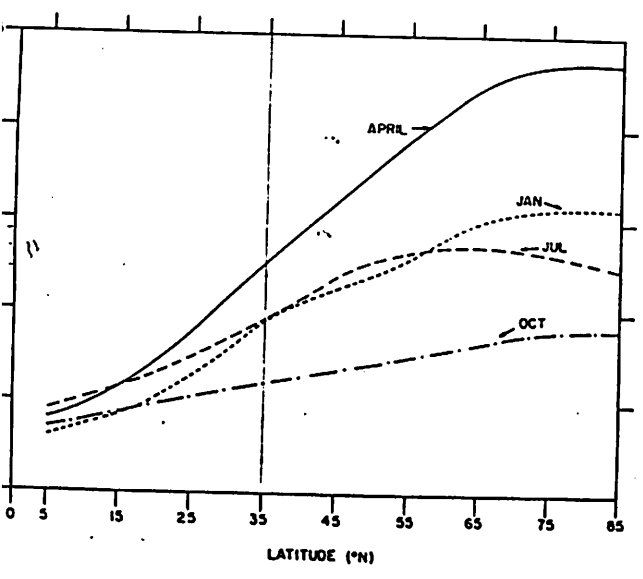


図10

Götzにより独自に計算され後にNormandにより改良されたオゾン全量の季節と緯度に関する分布。

図11

TonsbergとOlsenにより得られたVigrouxスケールでの色々な総量に対する鉛直方向のオゾンの分布。

7 放射平衡の計算

放射による温度変化の計算理論を構成し、様々な理論的実験的結果から吸収率を推論し、様々な研究者によって観測された結果と一致する種々の大気中のガスの分布を決定した。今、我々は熱平衡と同様、放射平衡温度の季節と温度に関する分布を計算できる状態にある。

計算方法の基本原理は漸近的にある初期状態から放射平衡の状態に至ることである。もし温度を高さと時間の関数、即ち、 $T(z, t)$ として表わすとすると、平衡温度は $T(z, \infty)$ により表わすことができる。温度とガスの分布から温度変化率を決定でき、温度分布の継続的分布は温度変化率の継続的変化をもたらすので、どんな ε の値に対しても次の状態を満足するような δ と t_c が存在する。

$$\varepsilon > \text{MAX} |T(z, \infty) - T(z, t_c)| \quad (\text{B.35})$$

そして

$$\delta > \text{MAX} \left| \left(\frac{\partial T(z, t_c)}{\partial t} \right)_{\text{RAD}} \right| \quad (\text{B.36})$$

ここで

$$T(z, t_c) = T(z, 0) + \int_0^{t_c} \left(\frac{\partial T(z, t)}{\partial t} \right)_{\text{RAD}} dt \quad (\text{B.37})$$

そして

$$\left(\frac{\partial T(z, t)}{\partial t} \right)_{\text{RAD}} = \left(\frac{\partial T(z, t)}{\partial t} \right)_{\text{LR}} + \left(\frac{\partial T(z, t)}{\partial t} \right)_{\text{SR}} \quad (\text{B.38})$$

言い換えると、 δ の大きさを適当に選ぶことにより、必要とされる放射平衡にできるかぎり近づくことができる。

有限差分理論により(B.37)式を積分するために時間に関する前進差分を採用した。即ち、

$$T(z, t + \Delta t) = T(z, t) + \left(\frac{\partial T(z, t)}{\partial t} \right)_{\text{RAD}} \Delta t \quad (\text{B.39})$$

Bruntは大気放射による温度変化の方程式は拡散方程式により直接的に近似することができることを示している。Richtmyerによると、拡散方程式の有限差分時間の積分を採用し、時間の前進差分と適当な時間間隔を選ぶことにより安定した状態で行なうことができる。

この情報に基づいて積分には時間に関する前進差分を用いた。計算の安定性を満足する最適の時間間隔が試行錯誤法により決定された。グリッドシステムでは(追補1参照)積分は12時間より短い時間間隔では安定であったが、24時間間隔を採用したら不安定であった。我々は放射平衡の計算に8時間間隔を採用した。

上部と下部の計算の境界条件は地表面においては

$$T(0, t) = T_s = \text{const.} \quad (\text{B.40})$$

大気頂部では

$$\partial T / \partial p = 0$$

(B.41)

である（後者の状態の正確な意味にたいして追補3の方程式A-3参照）。

放射平衡の計算に採用した初期条件は地表面で観測された温度にある等温大気であった。我々は有限値 δ を採用したので最終的平衡温度は ε の大きさのオーダーの不確かさを持ち、選ばれた初期条件に依存する。そのため、互いの結果を比較するために我々がしたのと同じ初期条件から始めることが望まれる。我々は $0.03^\circ\text{C}/\text{day}$ から $0.07^\circ\text{C}/\text{day}$ の δ の値を採用した。外挿法による見積りによると、実際の平衡温度と計算された平衡温度の間の違いは、上述の δ の範囲により等温の初期条件とこれを 3°C - 7°C で変化させる時、対流圏の周囲に現われる。この準平衡に達する時間は、日射量と δ の大きさに依存する。我々が δ として $0.07^\circ\text{C}/\text{day}$ を採用すると、この時間は日射量に依存する200から500日までの範囲となる。日射が弱くなるにつれこの準平衡に達する時間はそれだけ長くなる。

この論文で報告された初期値法による平衡温度の計算と並行して、我々は各レベルで温度を未知数とする同次連立方程式の解として平衡温度を計算した。このマトリックス法を採用することにより得られる予備の結果が論文として発表される予定である。このマトリックス法を使って我々は平衡温度の垂直方向の分布をすぐに得ることができるし初期値法で使う未知数 ε を固定しない。そのために、このマトリックス法により得られた結果は現在の初期値法の独立したチェックとして用いられる。しかし、この1次マトリックス法を使うために温度に関して温度変化の方程式を1次化する必要がある。一方、初期値法の場合には方程式が温度に関して1次であろうとなかろうと問題ない。この点で現在の初期値法はマトリックス法より柔軟性がありより正確である。初期値法は連続的な近似により非1次連立方程式を解く方法の1つとみなしてよい。

「大気と放射過程」(会田 勝著 朝倉書店)の中で、放射輸送方程式に関する部分をまとめることにより、放射輸送方程式を導出する。

図 C.1のように面 dA を通して立体角 $d\omega$ 内に進む放射を考えると、振動数 ν から $\nu + d\nu$ の間にある時間もあたりの放射エネルギー dQ_ν は、

$$dQ_\nu = I_\nu \cos \theta dA d\omega d\nu dt \quad (C.1)$$

と書ける。ここで、 I_ν は放射の強さを定義する比例定数で放射輝度といい、

$$I_\nu = \frac{dQ}{\cos \theta dA d\omega d\nu dt} \quad (\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}) \quad (C.2)$$

と書ける。

次に、断面積 $d\sigma$ 、長さ ds の円筒を考え、これに振動数 ν から $\nu + d\nu$ の間で放射輝度 I_ν の放射が立体角 $d\omega$ で dt 時間に入射するものとする。この結果この気柱を通過した放射輝度が $I_\nu + dI_\nu$ であるとする、吸収された放射エネルギーは、

$$(I_\nu + dI_\nu) d\sigma d\omega d\nu dt - I_\nu d\sigma d\omega d\nu dt = -k_\nu I_\nu \rho ds d\sigma d\omega d\nu dt \quad (C.3)$$

となり、放射の減衰は、

$$dI_\nu = -k_\nu \rho I_\nu ds \quad (C.4)$$

と表わすことができる。ここで、 ρ は気層の密度、 k_ν は振動数 ν の放射に対する質量消散係数である。

一方、この気層を通過する間に気層内で生じる放射の射出と、他の方向からここで考えている方向への散乱が加わり放射輝度は強まる。射出と散乱により放射が増強される係数を射出係数と名付けると、放射の増加は(C.4)式と同様、

$$dI_\nu = j_\nu \rho ds \quad (C.5)$$

と表わすことができる。

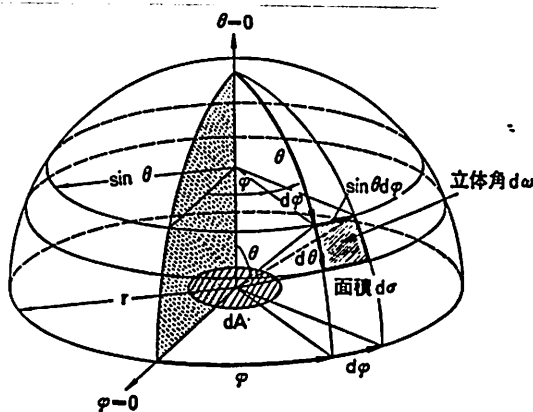


図 C.1 立体角 $d\omega$ の定義と面 dA からの放射束密度の概念。

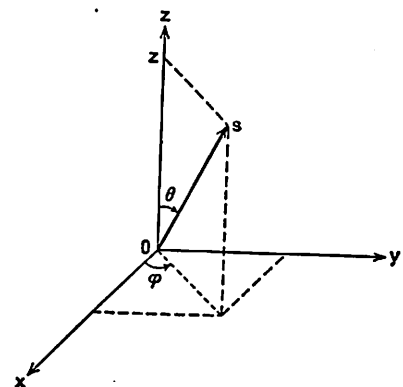


図 C.2 平行平面大気における放射伝達の座標系。

実際の大気では放射と放射の射出・散乱が同時に起こっているので(C.4),(C.5)式より実際の放射の変化は、

$$dI_\nu = -k_\nu \rho I_\nu ds + j_\nu \rho ds \quad (C.6)$$

となる。ここで、放射源関数を次のように定義する。

$$I_\nu \equiv j_\nu / k_\nu \quad (C.7)$$

(C.6)式は、

$$\frac{dI_\nu}{k_\nu \rho ds} = -I_\nu + J_\nu \quad (C.8)$$

となり、これが放射輸送方程式である。

次に、(C.8)式を基に平行平面大気における放射輸送方程式を考える。平行平面大気において座標系を図C.2のように定めると(C.8)式は、

$$-\cos \theta \frac{dI(z, \theta, \varphi)}{k \rho dz} = I(z, \theta, \varphi) - J(z, \theta, \varphi) \quad (C.9)$$

と表わせる。 θ はZ方向から測った放射輸送方向sの天頂角。 φ はX方向から測った方位角である。大気の上端($Z = \infty$)から測って垂直下向きに光学的厚さを、

$$\tau = \int_z^\infty k \rho dz' \quad (C.10)$$

と定義し、

$$d\tau = -k \rho dz \quad (C.11)$$

$$\mu = \cos \theta \quad (C.12)$$

とおけば、平行平面大気の放射輸送方程式は、

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu, \varphi)}{d\tau} = I(\tau, \mu, \varphi) - J(\tau, \mu, \varphi) \quad (C.13)$$

となる。(C.13)式を基に地球大気中の大気放射輸送を求める。ここでは、熱放射を考えているので、(C.13)式で等方性放射を導入すると放射輝度は方位角 φ に無関係となる。また、放射源関数はプランク関数 $B_\nu(T)$ である。また、波数 κ を用いると波数空間における放射輸送方程式は上向き放射に対し、

$$\mu \frac{dI_\kappa(\tau, \mu)}{d\tau} = I_\kappa(\tau, \mu) - B_\kappa(T) \quad (1 \geq \mu > 0) \quad (C.14)$$

となり、下向き放射に対し、

$$F_1^1(\tau) = 2 \int_0^1 \int_0^\tau \pi B_s(t) e^{-\alpha(t-\tau)/\mu} dt d\mu \quad (\text{C.25})$$

と書ける。

次に、次式で定義される積分指数関数を導入する。

$$E_n(\tau) = \int_1^\infty \frac{e^{-\tau x}}{x^n} dx \quad (\text{C.26})$$

この関数には次式で表わされる漸化式の関係が存在する。

$$\frac{dE_n(\tau)}{d\tau} = - \int_1^\infty \frac{e^{-\tau x}}{x^{n-1}} dx = -E_{n-1}(\tau) \quad (\text{C.27})$$

(C.26)式で $x = 1/\mu$ とおくと、

$$E_n(\tau) = \int_0^1 e^{-\tau/\mu} \mu^{n-2} d\mu \quad (\text{C.28})$$

となり、

$$E_3(\tau) = \int_0^1 e^{-\tau/\mu} \mu d\mu \quad (\text{C.29})$$

$$E_2(\tau) = \int_0^1 e^{-\tau/\mu} d\mu \quad (\text{C.30})$$

と表わされる。これより(C.24), (C.25) 式は、それぞれ、

$$F_1^1(\tau) = 2\pi B_s(\tau_1) E(\tau_1 - \tau) + 2 \int_\tau^{\tau_1} \pi B_s(t) E_2(t - \tau) dt \quad (\text{C.31})$$

$$F_2^1(\tau) = 2 \int_0^\tau \pi B_s(t) E_2(\tau - t) dt \quad (\text{C.32})$$

となる。波数空間全体を積分すると全放射束密度が得られる。すなわち、

$$F^1(\tau) = \int_0^\infty F_1^1(\tau) dk = 2 \int_0^\infty \pi B_s(\tau_1) E_3(\tau_1 - \tau) dk + 2 \int_\tau^{\tau_1} \int_0^\infty \pi B_s(t) E_2(t - \tau) dk dt \quad (\text{C.33})$$

$$F^1(\tau) = \int_0^\infty F_2^1(\tau) dk = 2 \int_0^\tau \int_0^\infty \pi B_s(t) E_2(\tau - t) dk dt \quad (\text{C.34})$$

と表わせる。(C.33), (C.34) 式の計算を簡単にするためにある波数に体する平均的な透過関数を導入する。波数範囲 $\Delta \kappa$ の平均透過関数は、

$$\bar{T}_{\Delta \kappa}(\tau) = \frac{1}{\Delta \kappa} \int_{\Delta \kappa} e^{-\tau} dk \quad (\text{C.35})$$

と定義できる。ここで、光学的厚さは、

$$-\mu \frac{dI_{\kappa}(\tau, -\mu)}{d\tau} = I_{\kappa}(\tau, -\mu) - B_{\kappa}(T) \quad (1 \geq \mu > 0) \quad (\text{C.15})$$

と表わせる。この時大気の光学的厚さは、

$$d\tau = -k_{\kappa} \rho dz \quad (\text{C.16})$$

と定義される。(C.15), (C.16) 式から、上向き、下向き放射輝度は、

$$I_{\kappa}(\tau, \mu) = I_{\kappa}(\tau_1, \mu) e^{-\kappa(\tau_1 - \tau)/\mu} + \int_{\tau}^{\tau_1} B_{\kappa}(T(t)) e^{-\kappa(\tau - t)/\mu} \frac{dt}{\mu} \quad (\text{C.17})$$

$$I_{\kappa}(\tau, -\mu) = I_{\kappa}(0, -\mu) e^{-\tau/\mu} + \int_0^{\tau} B_{\kappa}(T(t)) e^{-\kappa(\tau - t)/\mu} \frac{dt}{\mu} \quad (\text{C.18})$$

と表わせる。

(C.17)式の右辺第1項 $I_{\kappa}(\tau, \mu)$ は大気下端に入射する放射の到達分を表わし、赤外域では地表面が射出する黒体放射とみなせるので、 T_s を地表面温度とすると、

$$I_{\kappa}(\tau_1, \mu) = B_{\kappa}(T_s(\tau_1)) \equiv B_{\kappa}(\tau_1) \quad (\text{C.19})$$

となる。(C.8) 式の右辺第1項 $I_{\kappa}(0, -\mu)$ は、大気の上端に入射する赤外放射は存在しないので、

$$I_{\kappa}(0, \mu) = 0 \quad (\text{C.20})$$

となる。以上のことより、

$$I_{\kappa}(\tau, \mu) = B_{\kappa}(\tau_1) e^{-\kappa(\tau_1 - \tau)/\mu} + \int_{\tau}^{\tau_1} B_{\kappa}(t) e^{-\kappa(\tau - t)/\mu} \frac{dt}{\mu} \quad (\text{C.21})$$

$$I_{\kappa}(\tau, -\mu) = \int_0^{\tau} B_{\kappa}(t) e^{-\kappa(\tau - t)/\mu} \frac{dt}{\mu} \quad (\text{C.22})$$

となる。

次に、この放射輝度から上向きと下向きの放射束密度を求める。 $\mu = \cos \theta$ として天頂角の積分により、

$$\begin{aligned} F_{\kappa}(\tau) &= 2\pi \int_0^{\pi/2} I_{\kappa}(\tau, 0) \cos \theta \sin \theta d\theta \\ &= 2\pi \int_0^1 I_{\kappa}(\tau, \mu) \mu d\mu \end{aligned} \quad (\text{C.23})$$

となるから、上向き放射束密度は、

$$\begin{aligned} F_{\kappa}^{\uparrow}(\tau) &= 2\pi B_{\kappa}(\tau_1) \int_0^1 e^{-\kappa(\tau_1 - \tau)/\mu} \mu d\mu \\ &\quad + 2 \int_0^1 \int_{\tau}^{\tau_1} \pi B_{\kappa}(t) e^{-\kappa(\tau - t)/\mu} dt d\mu \end{aligned} \quad (\text{C.24})$$

となり、下向き放射束密度は、

$$\tau = \int_z^{\infty} k_x \rho dz' = \int_u^{u_1} k_x du' \quad (\text{C.36})$$

の関係にあり、

$$u = \int_0^u \rho dz \quad (\text{C.37})$$

は光路長である。いま積分範囲を $\Delta \kappa$ に限ることにすると、上向き放射束密度は、

$$\begin{aligned} F_{\Delta \kappa}^{\uparrow}(\tau) &\equiv \frac{1}{\Delta \kappa} \int_{\Delta \kappa} F_i^{\uparrow}(\tau) d\nu \\ &= \frac{2\pi B_{\Delta \kappa}(\tau_1)}{\Delta \kappa} \int_{\Delta \kappa} E_3(\tau_1 - \tau) d\kappa + 2 \int_{\tau}^{\tau_1} \frac{\pi B_{\Delta \kappa}(t)}{\Delta \kappa} \int_{\Delta \kappa} E_3(t - \tau) d\kappa dt \end{aligned} \quad (\text{C.38})$$

となり、下向き放射束密度は、

$$F_{\Delta \kappa}^{\downarrow}(\tau) = 2 \int_0^{\tau} \frac{\pi B_{\Delta \kappa}(t)}{\Delta \kappa} \int_{\Delta \kappa} E_3(\tau - t) d\kappa dt \quad (\text{C.39})$$

となる。

ここで、気層を通過する放射に対する透過率を導入する。気層を θ 方向に進 $d\omega$ 内の放射を考えると、その透過率は、

$$\mathcal{T}(\tau/\mu) = e^{-\tau/\cos\theta} = e^{-\tau/\mu} \quad (\text{C.40})$$

である。よって、全立体角に対する散光の透過関数は、

$$\begin{aligned} \mathcal{T}'(\tau) &\equiv 2 \int_0^{\pi/2} e^{-\tau/\cos\theta} \cos\theta \sin\theta d\theta \\ &= 2 \int_0^1 e^{-\tau/\mu} \mu d\mu = 2E_3(\tau) \end{aligned} \quad (\text{C.41})$$

と定義され、 $\Delta \kappa$ 内の平均透過関数は、

$$\mathcal{T}_{\Delta \kappa}^f(\tau) = \frac{2}{\Delta \kappa} \int_{\Delta \kappa} E_3(\tau) d\kappa \quad (\text{C.42})$$

となる。ここで漸化式(C.27)を使って、

$$\frac{d\mathcal{T}_{\Delta \kappa}^f(\tau)}{d\tau} = -2 \int_{\Delta \kappa} E_3(\tau) d\kappa \quad (\text{C.43})$$

となる。(C.42),(C.43) 式を、(C.39),(C.40) 式に代入すると、

$$F_{\Delta \kappa}^{\downarrow}(\tau) = \pi B_{\Delta \kappa}(\tau_1) \mathcal{T}_{\Delta \kappa}^f(\tau_1 - \tau) - \int_{\tau}^{\tau_1} \pi B_{\Delta \kappa}(t) \frac{d\mathcal{T}_{\Delta \kappa}^f(t - \tau)}{dt} dt \quad (\text{C.44})$$

$$F_{\Delta \kappa}^{\uparrow}(\tau) = \int_0^{\tau} \pi B_{\Delta \kappa}(t) \frac{d\mathcal{T}_{\Delta \kappa}^f(\tau - t)}{dt} dt \quad (\text{C.45})$$

と書ける。(C.44),(C.45) 式を光学的厚さ τ から光路長 u に変換して光路に関する積分を波数に無関係な量で表わすと、

$$F'_{\Delta\kappa}(u) = \pi B_{\Delta\kappa}(0) \mathcal{F}'_{\Delta\kappa}(u) + \int_0^u \pi B_{\Delta\kappa}(u') \frac{d\mathcal{F}'_{\Delta\kappa}(u-u')}{du'} du' \quad (C.46)$$

$$F'_{\Delta\kappa}(u) = - \int_u^\infty \pi B_{\Delta\kappa}(u') \frac{d\mathcal{F}'_{\Delta\kappa}(u'-u)}{du'} du' \quad (C.47)$$

と書ける。

いま、(C.46), (C.47) 式の吸収帯領域 $\Delta\kappa$ を全波数域にとり透過関数を一般化吸収係数 1 を用いて表わすと、

$$F'(u) = \int_0^\infty \pi B_\kappa(T(0)) \mathcal{F}'_\kappa(lu) d\kappa + \int_0^\infty d\kappa \int_0^u \pi B_\kappa(T(u')) \frac{d\mathcal{F}'_\kappa(l(u-u'))}{du'} du' \quad (C.48)$$

$$F'(u) = - \int_0^\infty d\kappa \int_u^\infty \pi B_\kappa(T(u')) \frac{d\mathcal{F}'_\kappa(l(u'-u))}{du'} du' \quad (C.49)$$

と書ける。

ここで、図C.3 の関係によって積分変数を光路長 u から温度 T に変換する。上向き放射束密度は(C.49)式の第2項を u' に関して部分積分をすると、

$$F'(u) = \int_0^\infty \pi B_\kappa(u) \mathcal{F}'_\kappa(0) d\kappa - \int_0^\infty d\kappa \int_0^u \pi \frac{dB_\kappa(T(u'))}{dT'} \mathcal{F}'_\kappa(l(u-u')) du' \quad (C.50)$$

となり、 u から T へ変換すると、

$$F'(T) = \int_0^\infty \pi B_\kappa(T) d\kappa + \int_0^\infty d\kappa \int_T^{T_0} \pi \frac{dB_\kappa(T')}{dT'} \mathcal{F}'_\kappa(l(u-u')) dT' \quad (C.51)$$

となる。ここで、平均透過関数を、

$$\overline{\mathcal{F}'_\kappa(u', T')} \equiv \frac{\int_0^\infty \pi \frac{dB_\kappa(T')}{dT'} \mathcal{F}'_\kappa(lu') d\kappa}{\int_0^\infty \pi \frac{dB_\kappa(T')}{dT'} d\kappa} \quad (C.52)$$

と定義し、

$$\int_0^\infty \pi \frac{dB_\kappa(T')}{dT'} d\kappa = \pi \frac{dB(T')}{dT'} = 4\sigma T'^3 \quad (C.53)$$

を考慮すると、(C.51)式は、

$$F'(T) = \pi B(T) + \int_T^{T_0} \pi \frac{dB(T')}{dT'} \overline{\mathcal{F}'_\kappa(u-u', T')} dT' = \pi B(T) + \int_{\kappa_B(T)}^{\kappa_B(T_0)} \overline{\mathcal{F}'_\kappa(u-u', T')} \pi dB(T') \quad (C.54)$$

と書ける。一方、下向き放射束密度は(C.49)式を積分して u' を T' に変換すると、

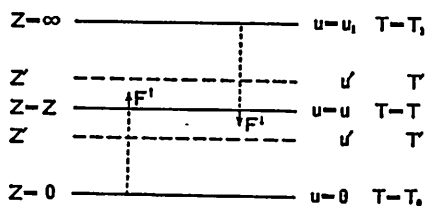


図 C.3 上向き、下向き放射束密度の概念
図 u' から u までの気層による放射束密度 F' , F' を $u=u$ で考える。

$$F^{\downarrow}(T) = \int_0^{\infty} \pi B_{\kappa}(T) d\kappa + \int_0^{\infty} d\kappa \int_T^{T_1} \pi \frac{dB_{\kappa}(T')}{dT'} \overline{\mathcal{G}^J(l(u'-u))} dT' \quad (\text{C.55})$$

となり、(C.52)式を用いて、

$$F^{\downarrow}(T) = \pi B(T) - \int_{T_1}^T \pi \frac{dB(T')}{dT'} \overline{\mathcal{G}^J(u'-u, T')} dT' = \pi B(T) - \int_{\pi B(T_1)=0}^{\pi B(T)} \overline{\mathcal{G}^J(u'-u, T')} \pi dB(T') \quad (\text{C.56})$$

となる。ここで、 $T = T_1$ は大気上端の温度である。

3 文献・その他

(1) 気象全般の基礎知識を得るための教科書的文献。

- 1 一般気象学 小倉義光 東京大学出版会
- 2 大気と放射過程 会田 勝 東京堂出版
- 3 図説気象学 根本順吉 朝倉書店
- 4 気象の事典 和達清夫監修 東京堂出版

(2) 二酸化炭素による温度上昇に関する教科書的文献。

- 1 炭酸ガスで地球が温暖化する EPA予測報告書 ハイライフ出版

(3) 学術文献。

- 1 Atmospheric Environment
Vol.15 No.5 1981
P.P.883 ~885 "INCREASE IN THE CONCENTRATION
OF ATMOSPHERIC METHANE"
R. A. Rasmussen, M. A. K. Khalil
- 2 ATMOSPHERIC RADIATION OXFORD AT THE CLARENDON PRESS 1964
- 3 Climatic Change 1 1977 "ON GEOENGINEERING CO2 PROBLEM"
P.P.59~68 CESARE MARCHETTI
- 4 Climatic Change 4 1982 "SOLAR, VOLCANIC, AND CO2 FORCING OF R-
ecent CLIMATIC CHANGES"
P.P.111 ~131 ROLAND L. GILLILAND
- 5 JOURNAL OF THE ATMOSPHERIC SCIENCE "Thermal Equilibrium of the Atmosphere
MAY.1967 Vol.24 No.3 with a Given Distribution
P.P.241 ~259 of Relative humidity"
Syukurou Manabe Richard T. Wetherald

- 6 Geophysical Institute, Faculty of Science, Tohoku University
April 25, 1952
P.P.9 ~23
"On a Radiation Chart"
Giichi Yamamoto
- 7 Geophysical Institute, Faculty of Science, Tohoku University
27 August 1953
p.p.45~57
"Radiation Equilibrium of Earth's Atmosphere I. The Grey Case"
Giichi Yamamoto
- 8 Geophysical Institute, Faculty of Science, Tohoku University
15 November 1954
p.p.127 ~136
"Radiation Equilibrium of Earth's Atmosphere II. The Use of Rosseland's and Chandrasekhar's Means in the Absorbing Case"
Giichi Yamamoto
- 10 MONTHLY WEATHER REVIEW
December 1961 Volume 89 Number 12
P.P.503 ~532
"ON THE RADIATIVE EQUILIBRIUM AND HEAT BALANCE OF THE ATMOSPHERE"
SYUKUROU MANABE FRITZ MOLLER
- 11 Nature
29 November 1979 Vol.282
P.P.491 ~493
"A CO₂-climate sensitivity study with a mathematical model of the global climate"
Shukuro Manabe Ronald J. Stouffer
- 12 Nature
7 August 1980 Vol.286
P.P.589 ~590
"Coupled effects of atmospheric N₂O and O₃ on the Earth's climate"
Wei-Chyung Nien Dac Sze
- 13 SCIENCE
9 JULY 1971 Vol.173
P.P.138 ~141
"Reports. Atmospheric Carbon Dioxide and Aerosols Effects of Large Increase on Global Climate"
S.I.RASSOOL S.H.SCHNEIDER
- 14 SCIENCE
12 November 1976
Volume 194 Number 4266
P.P.685 ~690
"Greenhouse Effects due to Man-Made Perturbations of Trace Gases"
W. C. Wong, Y. L. Yung, A. A. Lacis
T. Ho, J. E. Hansen
- 15 SCIENCE
28 August 1981
Volume 213 Number 4511
P.P.957 ~966
"Climatic Impact of Increasing Atmospheric Carbon Dioxide"
J. Hansen, D. Johnson, A. Lacis
S. Lebedeff, P. Lee, D. Rind

- 16 SCIENTIFIC AMERICAN "The Carbon Dioxide Question"
January 1978 Volume 238 Number 1 George M. Woodwell
P.P.34~43
- 17 THE NEW YORK TIMES "Team of 4 and a Llama Track
TUESDAY, OCTOBER 16, 1984 Acid Rain in the Adirondacks"
EDWARD A. GARGAN
- 18 Washington Post "'El Nino' Weather Disaster Continue"
Philip J. Hilts

気象	19・1	1975年1月	西暦2000年までの気候	土屋 巖	P.P.4050~4053
気象	19・9	1975年9月	酸性雨被害のモデルと 予測	関 清宣	P.P.4278~4280
気象	23・5	1979年5月	異常気象白書Part2	朝倉 正	P.P.5516~5521
気象	24・5	1980年5月	最近の気候問題	朝倉 正	P.P.5900~5903
気象	24・5	1980年5月	気候変動と経済変動	市村真一	P.P.5904~5909
気象	25・2	1981年2月	世界気候計画と炭酸ガス	斎藤利夫	P.P.6218~6221
気象	26・1	1982年1月	地球温暖化説(1)	田宮兵衛	P.P.6594~6597
気象	26・2	1982年2月	地球温暖化説(2)	田宮兵衛	P.P.6654~6657
気象	26・3	1982年3月	地球温暖化説(3)	田宮兵衛	P.P.6688~6691
気象	27・3	1983年3月	炭酸ガスと気候変動・上	真鍋俊郎	P.P.7132~7135
気象	27・5	1983年5月	炭酸ガスと気候変動・下	真鍋俊郎	P.P.7208~7211
気象	27・7	1983年7月	エル・ニーニョ現象<1>	長坂昂一	P.P.7261~7263
気象	27・9	1983年9月	エル・ニーニョ現象<2>	長坂昂一	P.P.7360~7362
気象	28・4	1984年4月	異常気象白書Part3	真野裕三	P.P.7602~7611

気象 28・12 1984年12月 世界の気候

北村尚治 P.P.7922~7925

公害 Vol.20 No.7 1984年 21世紀へのプロローグ／視点<V>

と対策 環境としての気象－異常気象とグローバル汚染