

卒業研究

「地球系の温度変動モデル」

東京大学 教養学部 基礎科学科第二

牧野淳一郎

1984年11月24日提出

## 卒業研究 要旨

研究テーマ：「地球系の温度変動モデル」

基礎科学科第二 牧野淳一郎

近年、人間活動の規模が、地球の大きさにくらべて無視できない大きさをもつものとなり、その結果として、気候のような自然現象にまで人間活動の影響がおよぶようになりつつある。炭酸ガス濃度の増加による気温上昇はこの典型であるといえるが、この他にも、たとえばフレオン類の放出による成層圏オゾンの破壊など、さまざまな現象が予測されている。

今回の卒業研究においては、このような人為による気候変動の予測のための総合的モデル構築のための第一歩として、比較的単純な一次元気候モデルをくみため、それにより地表の平均気温の、炭酸ガス濃度および他のさまざまな要因の変動に対する感度解析を行なうとともに、モデルの性質をすでに発表されているいくつかの同じような一次元モデルと比較した。比較の結果、われわれのモデルは、他のモデルとあまり差のないふるまいをすることが確認された。また、従来いわれていたように、一次元モデルにおいては、その応答特性に、雲に関する仮定が重要な意味をもつこともたしかめることができた。また、われわれのモデルを、今後の炭酸ガス放出についての簡単な推定とくみあわせて気温上昇についての予測を行ない、2050年で平均気温上昇がおよそ1.1-1.7K程度になるという結果をえた。



## 目次

1. 序論	1
2. 一次元モデル	9
2-1 モデルの構造	9
2-2 モデルに関する仮定について	10
2-3 大気中における放射伝達方程式	12
2-4 太陽放射の吸収・散乱	13
2-5 赤外放射の計算	20
2-6 対流のモデル	24
3. 結果	27
3-1 大気の純粋な放射平衡と放射-対流平衡	27
3-2 炭酸ガス濃度の変化の効果	28
3-3 その他の要因に対する応答	28
3-4 まとめ	33
4. 今後の気温上昇に対する予測	34
4-1 炭酸ガス放出のシナリオ	34
4-2 炭素サイクルに対するモデル	34
4-3 炭酸ガス濃度変化による気温上昇	34
4-4 結果	35
5. まとめ	36
謝辞	36-b
参考文献	37
1 章の図および表	39

2 章の表および図	46
3 章の表および図	63
4 章の表および図	74



## 1. 序論

産業革命以降、現代までに人類は非常に大量の化石燃料を消費してきている。1860年から現在までのトータルの化石燃料消費は、約 $1.62E+11$ ton(Rotty,1982)であり、これは、大気中の炭酸ガスの量(約 $6.2E+11$ ton)のおよそ25パーセントにあたる。その結果として大気中の炭酸ガス濃度は、産業革命以前の約290-300ppmから現在の約340-350ppmへと、およそ15ないし20パーセントの増加をしめしている。

図1-1 に化石燃料の消費の変化をしめす。(a)は1860-1980、(b)は1950-1980の変化である。(b)では、成長率のあてはめが行なわれていて、石炭以外については、1973年以前と以後ではっきりと成長率に差があり、トータルで見ると、成長率が、1973年以前の約5パーセントから、それ以後の約2.5パーセントへとおよそ半減していることもわかる。図1-2 に、炭酸ガスの増加のグラフをしめす。(a)は濃度そのもの、(b)は濃度の増加率である。なお、どちらにおいても、季節変化は移動平均により消去されている。地球上のどこでも、おなじように炭酸ガスが増加していることがわかる。

このような炭酸ガスの増加は、気温を上げる可能性がある。これは、以下のような理由による。炭酸ガスは、太陽光に対してはほとんど透明であるが、赤外線に対しては不透明である。このために炭酸ガスは、入ってくる太陽光は通すが、地表から出ていく赤外放射はさえぎっている。炭酸ガスが増加すると、この赤外放射をさえぎる効果が大きくなり、従って地表の温度が上がることになる。これがいわゆる炭酸ガスの温室効果といわれるものである。

この炭酸ガスによる気温上昇を定量的に評価するためには、以下の3つの現象についてのモデリングが必要である。すなわち：

- 1) 人為的原因による炭酸ガスの放出
- 2) 大気-海洋-生物の複合システムにおける炭酸ガスの挙動
- 3) 大気中の炭酸ガスの変化による気候変動

つまり、(1)でどれだけ炭酸ガスが放出されるかを調べ、(2)でそのでてきた炭酸ガスのうち大気中に残るのはどれだけかを調べ、そして、(3)で、その炭酸ガスの気候への影響を評価することになる。

まず、この3種の問題のそれぞれについてのこれまでの研究について、簡単にまとめておく。(1)は、現在炭酸ガスの放出源であると考えられている、化石燃料の消費と、森



林破壊等によるバイオマスの減少について、その変化をたとえば21世紀末までといった程度のタイムスパンで予測しようとするものである。化石燃料の消費については、予測モデルとしては、石炭埋蔵量ベースのロジステックモデルがよく使われているが、これの基本的な問題点は今後の成長率の予測の困難さにある。つまり、たとえば石油ショックの前と後では、成長率が倍も違うといったことがあるため、今後どうなるかなどということは容易には予測できないのである。このため、また、これはある意味で経済の問題であって、政策的に操作可能であると考えられるため、たとえば EPAのレポート(EPA,1983)では、化石燃料消費を、単なる予測の対象としてではなく、むしろ操作の対象としてとらえ、「炭酸ガスの増加をここまで押えるためにはどのような政策を取る必要があるか？」という問題の立てかたをしている。図1-3 にこれまでの予測の例をあげる。幅の広さがわかる。結局ここでの不確実性が、炭酸ガス問題における不確実性のうち、もっとも大きいのである。

次に、生物圏からの放出であるが、これもやはり予測は困難である。というより、これについては、予測どころかこれまでの放出量さえ、それほど高い精度でわかっているわけではない。たとえば Woodwell et al.(1983)は、1980年における生物起源の炭酸ガスの放出を、3種の資料から、 $1.8-4.5E+9$ ton と推定している。今の値でさえよくわからないのだから、将来の値は一層わからないわけである。図1-4 は Woodwell et al.(1983)による。どの推定においても、1960年頃まででは化石燃料起源よりも生物起源のほうが多いし、また、現在においても、生物起源は、化石燃料起源とほぼ同じないしは 1/3程度の量になっている。なお、最近の衛星観測の発達により、生物の現存量の推定は、以前に比較すればはるかに精度が高くなっていることをつけくわえておく。

次に第二の問題、すなわちでてきた炭酸ガスがどうなるかということについての研究について、その現状をみておこう。もっとも単純なモデルは、放出された炭酸ガスのうち大気中にとどまる比率が一定であるとするものである。この比率は Airborne Fraction(AF)と呼ばれる量で、予測においては普通 0.45-0.55の値が用いられる。この約 0.5という値の根拠は、現在までの値がおよそその程度であることである。図1-1-(b) をみていただきたい。実線は、AF=0.56 としたときの化石燃料消費による炭酸ガス濃度の増加率である。実際の増加率は変動がはげしいが、AF一定とした推定値は、ちょうどこれをならしたようになっているようにみえる。しかし、このAFという量は、今後も一定であると考えていい



のであろうか。大気中に放出された炭酸ガスが除去されるプロセスは、たとえば海洋の吸収であれば、大気と海洋のあいだの炭酸ガス濃度の平衡からのずれの大きさによると考えることができる。そうだとすると、大気から海洋への炭酸ガスの移動速度は、基本的には大気と海洋における炭酸ガスの濃度分布によって決定されるわけであって、大気中の濃度の増加率によって決まるわけではない。したがって、これまでAFがほぼ一定であったのは、ある意味で偶然にすぎないのであって、今後も一定であり続けると考えるのは根拠薄弱であると思われる。極端な話、もしある年に化石燃料の消費が急にストップしたとしよう。この場合、その年から炭酸ガス濃度は減少しはじめることはあきらかであるが、AF一定では減少は起りえないわけである。図1-5 に、この方法による予測をしめしておく。各曲線は図1-3 の成長率予測に対応するものである。AFを変化させているが、その効果よりエネルギー消費の予測の差による違いのほうがずっと大きいことがわかる。

上で述べた困難を回避するためには、地球系の炭素サイクルのより精密なモデリングが必要となる。たとえば Siegenthaler and Oeschger(1978) は、大気圏、生物圏、海洋の表層、深海の、全部で4つの部分からなる炭素循環モデル(図1-6)により、炭酸ガス濃度のシミュレーションを行なっている。海洋については、表層は均一であり、深海では拡散により垂直方向に輸送されるという扱いになっている。しかし、このタイプのモデルは、CO<sub>2</sub>の交換速度として現在知られている値を使うかぎり、海洋に十分な量のCO<sub>2</sub>を吸収させることができないようである。つまり、化石燃料起源のCO<sub>2</sub>だけを考えるなら、現在の大気中のCO<sub>2</sub>の量をだいたい説明することができるのだが、生物起源のものまで計算にいと、大気中のCO<sub>2</sub>の量が多くなりすぎてしまうのである。これは、主として海洋の表層からのCO<sub>2</sub>の除去過程に問題があるものと考えられている。

さて、最後に、CO<sub>2</sub>によって引き起こされる気候変動の予測についてまとめておく。気候変動の予測とは、結局のところ気候の数値モデルをつくることになるのであるが、気候モデルは、複雑さによって2つのグループに大別することができる。ひとつは一次元モデルであり、もうひとつは三次元モデルである。三次元モデルというのは、要するに数値長期予報の大がかりなものである。つまり、大気の運動方程式、放射伝達の方程式、顕熱と水蒸気の輸送方程式、地表での熱交換の方程式等を連立させて適当な差分化により解き、

CO<sub>2</sub>の濃度が変化した場合の温度分布の変化をシミュレートするわけである。代表的な研究として、Manabe and Stouffer(1980)によるものがある。彼らは、上の式にさらに海洋



の表層の熱容量の効果を導入して、CO<sub>2</sub>の濃度変化に対する定常応答だけでなく、トランジェントな応答まで考察している。彼らの結果を図1-7 から1-11にしめす。図1-7 は彼らのモデルの定常状態への収束のようすである。図1-8 は年平均気温の CO<sub>2</sub> 300ppm の場合と 1200ppmの場合との差の緯度帯および高度にたいする分布である。両極の地表付近での温度上昇がもっとも大きく、熱帯では気温上昇は小さいこと、また、成層圏では逆に気温が大きく低下していることに注意されたい。図1-9 は、同じく地表気温の差の緯度および季節による変化である。高緯度の冬期に、もっとも温度上昇が大きくなっている。図1-10 は、蒸発および降水の緯度分布である。CO<sub>2</sub>増加により蒸発、降水ともに増加するという結果になっている。しかし、図1-11にしめされているように、土壌は、特に夏期には CO<sub>2</sub>増加により乾燥する傾向をしめす。なお彼らは、全地球平均の気温上昇については、4.1K という結果を得ている。

このように、三次元モデルは、気候変動の多くの側面についての予測を行なうことができる。しかし、このモデルにもいくつかの問題点がある。第一はあまりに大きなモデルであるために必要とする計算量が膨大なものになることであり、第二は、それにもかかわらずまだ分解能が十分ではなく、たとえば雲の形成であるとか、降雨であるとかいった現象はメッシュの大きさ以下のものとなってしまっていて、直接にはあつかうことができないことである。第三は、このような三次元モデルにおいては、計算量の制約のために、放射過程に対してあまり精密なあつかいを行なうことができないということである。

第一および第二の問題点については、結局問題なのは現在の計算機的能力がまだ十分でないということである。しかし、かならずしもより高性能の計算機が開発されるのを待つ以外に解決の方法がないというわけではない。たとえば、我々の必要としているものが全地球平均の気温上昇であるとすれば、このためだけに三次元モデルを使用して、地球上の水平方向および垂直方向の温度分布をもとめて、それからやっと平均気温がでるとするのは、いかにも能率の悪いやりかたである。そんなまだるっこしい方法ではなく、もっと直接的なやりかたで平均気温をもとめるやりかたはないだろうかとは、だれしも考えるところであろう。

このために用いられるのが、一次元モデルである。一次元といってもすくなくとも3つの方向が考えられるわけであるが、気温というものは、水平方向のうち経度方向の変化は他の方向の変化にくらべて小さい。したがって、考えられるのは高さ方向か緯度方向とい



うことになる。我々の目的は、たとえば CO<sub>2</sub>の濃度の変化によっておこる大気の放射特性の影響を評価しようということなので、高さ方向を考えるのが自然であるといえよう。つまり、全地球平均としての温度の高さ方向の分布を、三次元モデルではなく高さ方向の一次元だけを考えるモデルによって直接にもとめ、これから地球平均の地表気温をだすわけである。

この高さ方向の一次元モデルは、通常放射-対流モデル(Radiative-Convective Model, RCM)とよばれる。これはつまり、垂直方向の熱伝達として放射伝達と対流によるもの考えるからである。RCMによって地球大気の垂直方向の温度分布を再現することに世界で初めて成功したのは、Manabe and Strickler(1964)である。彼らは Manabe and Möller (1961)による放射平衡モデルに対流項を導入することにより、対流圏内での温度分布を現実的なものにすることができた。彼らの研究においては、大気中の水蒸気の混合比すなわち絶対湿度の高度分布が一定であるという仮定がおかれていたが、Manabe and Wetherald (1967)はこの仮定をより現実的であると考えられる相対湿度の高度分布が一定であるという仮定に修正したうえで、CO<sub>2</sub>の濃度変化にたいする地表気温の変化をシミュレートしている。

Manabe and Wetheraldの得た CO<sub>2</sub>濃度の3つの値に対する気温の高度分布と地表気温の変化を図1-12と表1-1 にしめす。彼らの結果によれば、CO<sub>2</sub>濃度を半分にしたときの温度低下と二倍にしたときの温度上昇はほぼ等しく、約2.3Kである。これはつまり、現在程度のCO<sub>2</sub>濃度のオーダーでは、地表気温がCO<sub>2</sub>濃度の対数に対して近似的に直線関係にあることをしめすものと考えることができる。相対湿度一定の場合に比較して、絶対湿度一定の場合では、地表気温のCO<sub>2</sub>濃度変化に対する感度がほぼ半分になっていることに注意されたい。これは、相対湿度一定の仮定のもとでは、水蒸気の量が温度に対して正のフィードバックの効果をもつからである。つまり、飽和水蒸気圧は気温に対し単調に増大する関数であるので、相対湿度一定の仮定のもとでは気温が上がると水蒸気の絶対量が増加することになる。水蒸気は、CO<sub>2</sub>のような強い吸収ではないが、赤外領域のかなり広い範囲に対して吸収をもつのでCO<sub>2</sub>と同じように温室効果をもっていて、温度上昇により水蒸気の量がふえると、水蒸気による温室効果が強まり、一層の温度上昇をもたらすことになるのである。なお、彼らの結果においては、雲をいれたときのほうがそうでないときよりもいくらか温度上昇が大きくなっている。これは、彼らのモデルにおいては、雲量や雲高(厳



密には、高度ではなく圧力が固定されているのであるが)が温度分布の変化による影響をうけないとしているので、雲が直接に地表からの放射をさえぎっているぶんだけ、CO<sub>2</sub>による温室効果がきかなくなっているからであると考えることができる。

ここに、三次元モデルと一次元モデルのそれぞれについて、代表的と考えられるものをひとつずつ紹介したわけであるが、この2個のモデルに関するかぎり、CO<sub>2</sub>濃度変化に対する応答は、二倍にした場合に約2度の温度上昇(三次元モデルについては、二倍のときの温度変化は四倍のときの半分だとして)となって、まあまあ的一致をしめしている。しかし、これまでになされた研究の総てが、このようなよい一致をしめしているというわけではない。図1-13および表1-2は、これまでの予測をまとめたものである。三次元モデルはひとつの例外をのぞけばCO<sub>2</sub>が二倍になったときの温度上昇が2K-4Kの範囲であって、このなかにはほぼ均一に分布しているようにみえる。これにたいし、一次元モデルでは、1K以下のものをのぞくと、1.5-2Kの程度のもの、約3K程度のものに区分することができると思われる。

一次元モデルがこのような2つのグループに大別されるのは、温度変化に対する雲の応答の違いによるものである。つまり、温度上昇が小さいほうのグループにおいては、雲頂高度が温度変化によって影響されないとしているのにたいして、温度上昇の大きいほうのグループでは、雲頂の気温が一定であるという仮定をおいているのである。雲頂高度が一定であるとすると、気温上昇によって雲頂の温度はより高くなる。したがって雲頂から放出される赤外放射は増大するわけである。これに対して、雲頂気温一定の仮定のもとでは、雲頂からの赤外放射は変化することはない。したがって、雲高一定の場合は雲頂気温一定の場合に比較して、より小さな気温上昇で、CO<sub>2</sub>による温室効果を相殺できるわけである。このように、雲のあつかいにおける違いによってかなりの応答の違いができるものの、それを別にすれば一次元モデルによる感度予測では、研究者やモデルの違いによるばらつきはあまり大きいものではない。もっとも、このレビューはかなり不完全なもので、ここにあげられていない研究のなかには、温度に対して負のフィードバックをもつ可能性のある要因を考慮して、ずっと小さな値をだしているものもある。(たとえば Hummel and Kuhn(1981), Wiscombe(1983)等) なお、三次元モデルにおけるばらつきが大きいことの原因はモデルの複雑さのために必ずしも明白ではないが、これは、たとえばメッシュ内での対流による熱輸送のパラメタリゼーションであるとか、あるいは雲量のあつかい、雲の



形成、降雨のパラメタリゼーションの違いによるものではないかとおもう。

さて、以上でみたように、一次元モデルによる研究においては CO2の変化による気温の変化の予測はかなりよい一致をしめしているわけであるが、しかし、この結果はそのまま信頼できるものとはいえない。というのは、いくつかの一次元モデルが、基本的に大差のない結果をあたえているのは、それらが、気候変動において重要な役割をはたしていると考えられているいくつかの要因について、基本的に同じ仮定をおいていることに原因があるという可能性があるからである。前述した雲高、雲量や水蒸気の分布についての仮定もそのひとつであるが、そのほかにも、たとえば地表の反射率（太陽光に対する）であるとか、成層圏オゾンの分布などがある。もうひとつ重要なものとして、対流強度のあつかいがある。これの詳細については、後でのべる。

CO2による気候変動の予測のうち最後の部分である気候モデルについて、ここまででかなりくわしくその現状を紹介してきたわけであるが、ここでもう一度簡単にまとめるならば、次のようにいうことができるであろう。

三次元モデルは、気温やその他の気候条件の地理的な分布に関する情報をあたえることができるという点と、一次元モデルにくらべよりダイレクトなモデルであって、気候システムにおけるさまざまな要因間の関係とその物理的な特性から直接にモデリングできる可能性があるという点で優れたものであるけれども、現在のところ、いくつかのモデル間での結果の一致がかならずしもよくないということからもわかるように、未だ成熟したものということとはできない。これに対し一次元モデルは、いくつかのモデル間の結果の一致はいいのだけれども、それらの結果が気候変動をただしくシミュレートしているのかどうかは、いくつかの理由によって、かなりの疑問の余地があるといわざるをえない。

さて、それで、今回の卒業研究ではなにを目標にして、どのような結果をだしたかということになるわけだが、われわれは、地球系の温度変動にかんする全体的なモデルをくみたてるための第一歩として、気候のモデリングに焦点をあわせることにした。さらに卒業研究にあたえられた限られた時間のなかにおいては、複雑な三次元モデルをつくりあげることなどとうてい不可能なので、まずは一次元モデルをくみため、そのモデルの構造とそれによって得られた結果をこれまでの研究と比較することにより、一次元モデルによる予測においてなにが問題であるのかについて調べた。また、そのモデルを CO2放出および炭素循環に関する簡単な予測とくみあわせて、今後の CO2による気候変動に対する推定も行

なった。以下、第二章では予測に使用した一次元モデルについてその構造を述べ、第三章ではそのモデルと他の研究の結果とを比較するとともに一次元モデルのさまざまなバージョンに対する応答特性をしらべる。第四章においては、われわれのモデルによる将来の気温上昇についての予測がしめされる。



## 2. 一次元モデル

### 2-1 モデルの構造

ここでは、まず、一次元モデルとはどのようなものであるかについて説明する。

一次元モデル（放射-対流モデル、Radiative-Convective Model, 以下 RCMと略記）とは、地球平均としての気温の定常状態での高度分布を記述する方程式を数値的に解くことにより、地表の気温を求めようとするものである。より具体的にいうならば、単位面積の大気の垂直方向の気柱を考え、そのなかでのエネルギーの出入りを計算することにより、定常における温度分布をもとめるものであるということが出来る。

今、高度 $z$ における太陽放射の波長領域の放射の垂直方向上向きおよび下向きの成分（単位： $W \cdot m^{-2}$ ）をそれぞれ  $F_s^{\uparrow}(z), F_s^{\downarrow}(z)$  とし、赤外領域の放射を上向きおよび下向きについて  $F_i^{\uparrow}(z), F_i^{\downarrow}(z)$  とあらわす。さらに、顕熱および潜熱による熱流を上向きを正にとって表現し、これを  $H(z)$  とおく。さらに、地表の単位面積あたりの熱容量を  $C$ 、気柱の地表から高度 $z$  までの部分の熱容量を  $B(z)$  とすると、高度 $z$  における気温  $T(z)$  および地表の温度  $T_0$  は、次の方程式にしたがう：

$$dT(z)/dt = -\frac{1}{B(z)} [F_s^{\uparrow}(z) - F_s^{\downarrow}(z) + F_i^{\uparrow}(z) - F_i^{\downarrow}(z) + H(z)] / [dB(z)/dz] \quad (2-1a)$$

$$dT_0/dt = -[F_s^{\uparrow}(z) - F_s^{\downarrow}(z) + F_i^{\uparrow}(z) - F_i^{\downarrow}(z) + H(z)] / C \quad (2-1b)$$

ただし、水平方向には平均化されているものとして、水平方向の熱流は考えない。また  $F_s(z), F_i(z)$  についても、空間内の水平方向を平均化したものを考えることにする。以上から、 $F_s, F_i, H$  等を温度分布の汎関数として定義することができれば、(2-1) を数値的に積分していった定常解をだしてやれば、それがもとめる温度の高度分布になっているわけである。

具体的に(2-1) を数値積分するには、これを差分化する必要がある。一般には圧力を座標にとる。これは、高度をそのまま座標にすると、温度変化により大気の密度が変化してそれによって大気が上下に伸縮するために、それによる各レベルでの熱の出入りおよび比熱の変化を考慮しなければならないからである。圧力を座標にとれば、このような問題は起こらない。



垂直気柱を地表から圧力0 までの Nケの区間にわけ、地表の圧力を $p_0$ 、各区間の上端の圧力を下から順に $p_1, p_2, \dots, p_m$  とおく。地表の温度を $T_0$ とし、 $[p_{i-1}, p_i]$ の区間で気温が一定であるとして、これを $T_i$ とする( $i=1, 2, \dots, N$ )

さらに全熱フラックス $H(z)$ を、下式により定義する。

$$H(z) = F_s^\uparrow(z) - F_s^\downarrow(z) + F_i^\uparrow(z) - F_i^\downarrow(z) + H(z) \quad (2-2)$$

$H(z), B(z)$  の、気層の境界での値を  $H_i, B_i$  とおけば、(2-1) を差分化した方程式として下式を導くことができる。

$$dT_i/dt = (-H_{i-1} + H_i) / (B_{i-1} - B_i) \quad (2-3)$$

$$dT_0/dt = -H_0/C$$

したがって、(2-3) を適当な初期条件から出発して定常に達するまで積分してやればよいわけである。次節以降においては、 $F_s, F_i, H$  等の計算方法を説明する。

## 2-2. モデルに関する仮定について

前章でのべたように、RCMにおいては気候のすべての要因間の関係を直接モデル化することは不可能である。したがって、いくつかの要因についてはなんらかの仮定をおく必要がある。また、たとえば入射してくる太陽放射のエネルギーやそのスペクトルは、モデルの他の要因との相互作用をもたず、独立に決定される必要がある。以下われわれが用いた仮定について簡単に説明する。なお、仮定の正当性等については、次章以降で論じる。

太陽放射のエネルギーのトータルおよびスペクトル分布については、Thekaekara(1974)によった。Thekaekaraによる値は、IPS・1956の放射スケールによるものであって最新のWRR スケールによるものにくらべてその値が2パーセントほど小さいのであるが、これに対する補正は行なっていない。これは単に、シミュレーションのほとんどを終えるまでこのような問題があることをしらなかったからであるが、後でのべるように、これはわれわれの結果に対し、重要な意味をもつものではない。なお、11年周期の太陽黒点数の変動に

ともなう太陽定数の変化などはまだ考慮されていない。太陽光の入射角の平均値としては60度を取り、日照は一日の半分とした。

雲に関する仮定は、前章でも述べたようにRCMにとってかなりの重要性をもつものである。雲と気候変動の関係を単純化してあつかうため、また他の研究との比較を容易にするために、われわれは雲のモデルとして単一雲モデルを採用した。つまり、地球上における雲の分布を、ただひとつの雲によって代表させるのである。雲量は0.5で温度に依存しないとし、存在位置については、もっとも単純な仮定である雲頂圧力一定の仮定をとった。なお、光学的性質については、赤外領域では完全な黒体とし、太陽放射領域では、約50パーセントの反射率と40パーセントの透過率をもつようにした。

地表の反射率は、太陽放射に対して10パーセント、赤外放射に対しては0つまり黒体とした。これらにたいしても、温度変化からのフィードバックは考えていない。

大気中の吸収物質としては、太陽放射、赤外放射の双方とも、水蒸気、オゾン、炭酸ガス、エアロゾルを考慮した。赤外領域におけるいくつかの微量気体、たとえば一酸化二窒素および他の窒素酸化物、メタン等の炭化水素、フロン類、亜硫酸ガスなどの効果は、まだ考慮されていない。

水蒸気に対しては、Manabe and Wetherald(1967)による相対湿度プロファイルを用いた。これは、下式であたえられる。

$$h = h_0(p/p_0 - 0.02)/(1 - 0.02) \quad (2-4)$$

ただし、 $h$  は圧力  $p$  における相対湿度である。 $h_0$  は地表での相対湿度であり、標準値としては0.77が用いられる。これによってえられる相対湿度は、 $p/p < 0.02$  で負になる。これをさけるために、大気に対する水蒸気の混合比が3ppmw以下になるときは、混合比が3ppmwになるようにする。したがって、水蒸気の混合比は下式で表現される。

$$r = \max[3E-6, 0.622he(T)/(p - he(T))] \quad (2-5)$$

ただし、 $e(T)$  は温度  $T$  での飽和水蒸気圧である。

炭酸ガスのついては、その濃度が高度に依存しないとした。現在の濃度として330ppmv



をとり、この他にいくつかの値に対してシミュレーションを行なった。

オゾンの高度分布としては、Lacis and Hansen(1974) の用いた、McClatchey et al. (1972) の冬期中緯度大気モデルのオゾン分布に対する解析的表現による近似を用いた。

エアロゾルについては、われわれの計算のほとんどではその効果を見捨てているが、エアロゾルを考慮したケースにおいては、Toon and Pollack(1976) による全地球平均のモデルを利用している。

### 2-3. 大気中における放射伝達方程式

波数  $k$  における方位角  $(\theta, \psi)$  の方向の放射輝度  $I$  を下式により定義する。

$$dQ = I \cdot \cos \theta dA d\omega dk dt \quad (2-6)$$

ただし、 $dQ$  は面  $dA$  から立体角  $d\omega$  のなかに時間  $dt$  のあいだにでてくる放射エネルギーのうち、波数  $k-k+dk$  の成分である。

われわれは水平方向に一様な大気を考えていることになるので、 $I$  は方位角と高度のみ関数である。このとき、放射輝度  $I$  は、次の方程式にしたがう。

$$\left\{ \begin{array}{l} \cos \theta \frac{dI}{dk dz} = -I + \frac{\bar{\omega}_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\psi' \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} d\theta' \chi(\theta, \psi, \theta', \psi') I(\theta', \psi') \cos \theta' + B(z) + \frac{F_s}{4} p(\theta, \psi, \theta_0, \phi_0) \\ \cos \theta_0 \frac{dI}{dk dz} = -F_s \end{array} \right. \quad (2-7)$$

ただし、上の式は、太陽光以外の散乱光や赤外放射に対する式であり、下は直達太陽光についての式である。ここで、 $k$  は消散係数であり、波数およびその高度での吸収物質の密度、温度および圧力等の関数である。また  $\theta_0, \phi_0$  は太陽光の入射角である。右辺第一項は吸収と散乱による減衰、第二項は他の方向からの散乱による付加、第三項はプランク関数であり、気層からの射出による付加、第四項は太陽光の散乱による付加をあらわす。

$\chi(\theta, \psi, \theta', \psi')$  は散乱分布関数であり、 $\bar{\omega}_0$  は単一散乱アルベド (single scattering albedo) と呼ばれる量で、光路における散乱による消失の、全消失に対する比である。

ここで、光学的深さ  $\tau$  を

$$\tau = \int_z^{\infty} k(z') dz' \quad (2-8)$$

により定義し、さらに、 $\mu = \cos \theta$  とおくと、(2-7) は次のようにかきなおすことができる。

$$\begin{cases} \mu \frac{dI}{d\tau} = I - \frac{\bar{\omega}_0}{4\pi} \iint p(\theta, \psi, \theta', \psi') I(\theta', \psi') d\theta' d\psi' - B(\tau) - \frac{F_s}{4} p(\theta, \psi, \theta_0, \psi_0) \\ \mu_0 \frac{dF_s}{d\tau} = F_s \end{cases} \quad (2-9)$$

これが、放射伝達に関する基本方程式である。

#### 2-4. 太陽放射の吸収・散乱

太陽放射の波長域 (0.2-5  $\mu\text{m}$ ) においては黒体放射のエネルギーは、太陽放射のエネルギーに比較してほとんど無視してよい。(図2-1) しかし、それでも (2-9) 式は、これをさらに高度および波数に対して積分しなければならないわけで、これには非常な労力を要するし、また、われわれの目的とするものは、放射の角度分布などではなくこれを半球上で積分したフラックスであるので、直接にフラックスをもとめられないかという要求が生じる。それに、(2-9) は、散乱分布関数に関する詳細な知識がなければこれにしたがってこまかい計算をしてもなんの意味もないわけである。したがって、(2-9) に対するひとつの近似として、上向きおよび下向きの放射のフラックスだけを変数にすることが考えられる。上向きおよび下向きの放射フラックスは、下式により定義される。

$$\begin{cases} F^{\uparrow} = \int_0^1 d\mu \int_0^{2\pi} d\phi I_{\mu} & \text{(上向き)} \\ F^{\downarrow} = \int_0^{-1} d\mu \int_0^{2\pi} d\phi I_{\mu} & \text{(下向き)} \end{cases} \quad (2-10)$$

これらに対し、線形の方程式をたてるものとするれば、それは一般には下式のような形を



とる。

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu dF^{\uparrow}/d\tau = F^{\uparrow} - F^{\uparrow} \tilde{\omega}_0 (1-\beta) - F^{\downarrow} \tilde{\omega}_0 \beta - F_s \tilde{\omega}_0 \beta_s \mu_s \\ -\mu dF^{\downarrow}/d\tau = F^{\downarrow} - F^{\downarrow} \tilde{\omega}_0 (1-\beta) - F^{\uparrow} \tilde{\omega}_0 \beta - F_s \tilde{\omega}_0 (1-\beta_s) \mu_s \\ -\mu sdF_s/d\tau = F_s \end{array} \right. \quad (2-11)$$

ここで、 $\beta$ は、散乱された光が、上向きから下向き、あるいは下向きから上向きに、進む向きをかえる率をあらわすパラメータである。 $\beta_s$ は、太陽放射に対する $\beta$ である。 $\mu$ は、散乱光の進む実効的な方向をあらわしているものと考えることができる。

問題は、 $\mu$ 、 $\beta_s$ 、 $\beta$ をどのようにして決定するかということであるが、われわれは、雲層以外については、Coakley and Chylek(1975)のModel1により

$$\mu = \mu_s \quad \beta = \beta_s \quad (2-12)$$

$$\beta = \frac{1}{2} \int_0^1 p(\mu, -\mu') d\mu'$$

とした。このスキームは、光学的厚さ $\tau$ が小さい場合には、かなりよい結果をあたえたとされている。

雲層については、Liou(1973) にならい、

$$\mu = 1/\sqrt{3}, \quad \beta = (1 - \tilde{\omega}_1/3)/2, \quad \beta_s = (1 - \mu_s \tilde{\omega}_1/\sqrt{3})/2 \quad (2-13)$$

ただし  $\omega = 3 \int_{-1}^1 p(\cos\theta) d(\cos\theta)$ ,  $\theta$ は入射光と散乱光のなす角

これは光学的に厚い層に対し、比較的よい結果をあたえる。もっとも、雲に対し、実際には前述のように、反射率と吸収率をパラメータにとっているのので、ここでどのような解き方をしようとなわれわれの計算においては同じことになってしまう。

なお、(2-11) を実際に解くには、垂直気柱を分割した各気層ごとに式の係数をもとめてそれによって (2-11) を厳密に解くことにより層の境界における  $F^{\uparrow}, F^{\downarrow}$  等の関係をさだめ、それらを連立させて解いて各点におけるフラックスをだすという方法によっている。

(2-11) は線形であるので、このようなあつかいは容易におこなうことができる。

以下、各層にたいし、光学的厚さおよび (2-11) の係数をさだめる方法を説明する。

a) 大気中の太陽放射を吸収する気体のあつかい

a-1) 吸収曲線について

イ) オゾン

オゾンの吸収係数は、Houghton(1977) によった。これは、Inn and Tanaka(1953) および Vigroux(1953) にもとづくものである。オゾンの吸収は分子の振動や回転によるものではなく光化学反応によるものなので、いわゆる吸収帯構造をもたない連続吸収帯となっていて、吸収強度の温度および圧力に対する依存性はちいさい。われわれの計算においては、吸収強度は温度、圧力によらないとした。われわれの用いた吸収係数は、表2-1 のとおりである。

ロ) 水蒸気および炭酸ガス

吸収曲線としては、Howard et al.(1956) による実験式を用いた。彼らの実験式は、炭酸ガスおよび水蒸気の各吸収帯にたいして、全吸収量

$$A = \int_k^{k+\Delta k} A_k dk \quad (2-14)$$

を吸収物質の量の関数としてあたえる形式になっている。ただし、 $A_k$  は、波数  $k$  における吸収係数である。具体的には、 $A$  が小さいときには

$$A = c \sqrt{u} (P+e)^k \quad A < A_c \quad (2-15)$$

$A$  が大きいときには

$$A = C + D \log(u) + K \log(P+e) \quad A > A_c \quad (2-16)$$



という形になる。ここで  $u$  は吸収物質の量、 $P$  は非吸収物質の分圧、 $e$  は吸収物質の分圧、 $A_c$  は、 $A$  の臨界値である。 $c, k$  等のパラメータについては、表2-2 にまとめた。

(2-15) および (2-16) 式は、そのままの形では実際の計算に使うわけにはいかない。というのは、この二本の式は不連続になってしまっているからである (図2-1 の実線) このため、これを、ひとつの連続な関数で近似する必要がある。このための計算スキームとしては、Liou and Sasamari(1975) によるものがある。これは、下式で全域を表現する。

$$A = C + D \log(x + x_0) \quad (2-17)$$

ただし、 $x = uP^{k/D}$  ,  $x = 10^{-c/D}$  (2-18)

(2-17) は、 $u$  が大きいときにはよい近似であるといつてよいが、 $u$  が小さいときの近似精度はあまりよいものではない。これは、(2-17) 式においては、 $u \rightarrow 0$  の極限において  $A = O(u)$  であるのにたいし、(2-15)式では  $A = O(\sqrt{u})$  となっているからである。

このため、われわれは、下式による表現を用いた。

$$A = \begin{cases} c' \sqrt{x} & x < x_i \\ C + D' \ln(x) & x > x_i \end{cases} \quad (2-19)$$

ただし、 $D' = D / \ln(10)$ ,  $x_i = \exp(2 - D'/C)$ ,  $c' = 2D' / \sqrt{x_i}$  (2-20)

これにより、連続で滑らかな関数で、Howard らの経験式をまあまあの精度で近似することができる。図2-1 には Liou らによるものおよびわれわれの結果もしめされている。ほぼ全域において、われわれのものの方がよい近似になっている。なお、水蒸気の可視領域における吸収曲線については、Fowle(1915) によるものを用いた。われわれが計算にいた吸収帯は、水蒸気に対して  $0.7\mu, 0.8\mu$  (以上、Fowle による) および  $0.94, 1.1, 1.38, 1.87, 2.7, 3.2\mu$  の各バンドであり、炭酸ガスについては、 $2.7$  および  $4.3$  の強いバンドのみを考慮し、他のいくつかの弱い吸収帯は無視した。

a-2) 他の結果との比較

## イ) オゾン

図2-2 に、オゾンによる太陽放射に対する吸収曲線をしめす。横軸に光路長（単位：cm stp）、縦軸に太陽放射に対する吸収量の比をとっている。われわれの結果のほかに、Lacis and Hansen(1974) によるものがしめされている。Lacis らのものは、彼らのモデル (Somerville et al, 1974) の他に、Manabe らによる一連のモデルにも用いられているものである。（たとえば Manabe and Stouffer, 1980）あまりよい一致とはいえないが放射計算における精度は通常この程度ならよいほうである。

## ロ) 水蒸気

図2-3 に、吸収曲線をしめす。Lacis and Hansen(1974) のものは、Yamamoto(1962) が、Howard et al.(1956) のデータからもとめた吸収曲線を、解析関数の形で表現したものである。これには、Fowle(1915) による可視域の吸収もはいつている。Korb et al. のものも、同じ Howard らの結果にもとづく。これは、可視域の吸収を含んでいない。

Howard となっているのは (2-19) 式によるものであり、実線は、これに対して後述の指数関数の和による近似をおこない、さらに、可視域での吸収の効果も入れたものである。われわれの結果にくらべて他のものでは吸収が小さくなっている。この原因は、少なくとも Lacis and Hansen のものに関するかぎり、彼らの定式化における誤りに起因するものであるという可能性がある。というのは、Yamamoto による吸収曲線は、モデル大気に対する計算であって、現実の大気における垂直方向の圧力変化の効果がはいつているものであるのに、Lacis らは、これを一気圧における吸収率であるとしているからである。このため、彼らのパラメタリゼーションにおいては、水蒸気量が小さいときの吸収量をかなり過少評価している可能性がある。これは、図2-4 にしめすように、特に対流圏上部における大気の水蒸気による吸収による加熱率に、かなり大きな誤差をもたらしているかもしれない。

## b) 吸収曲線の指数関数の和による近似

(2-19) 式による吸収の表現はそのまま (2-11) 式に適用できるものではないので、実際にこれを用いて放射の計算をするためには、吸収曲線を指数関数の和で表現する必要がある。すなわち、吸収率を下式により表現する。

$$A = 1 - \sum_{m=1}^M w_m \exp(-k_m x) \quad (2-21)$$



これは、物理的には、吸収帯をさらにいくつかのサブバンドに分割して、そのサブバンドのなかで一定の吸収係数を考えるということに相当している。指数関数の和に展開するアルゴリズムは、Liou and Sasamori(1975)と同じく、Arvett and Hummer(1965)によるものを持ちいた。表2-3 に、 $w_m$ および $k_m$ について、われわれの求めたものと、Liou らによるものをあげておく。Liou らによるものは、(2-17) 式によるものである。われわれのものでは、Liou らによるものに比較して、 $k_m$ のうち最大のものの値が大きくなっていることに注意していただきたい。これは、われわれの近似式(2-19)が、Liou らの(2-17)にくらべて、吸収物質の量の小さいところで大きな吸収をあたえるようになっているからである。一応、われわれのものの方が、Howard らの経験式に関する限りよりよい近似となっている。 $w_m$ と  $k_m$ がさだまれば、1 番目の気層に対する水蒸気による光学的深さは、下式によりあたえることができる。

$$\Delta \tau_l^m = k_m \Delta x_l^m \quad m=1, 2, \dots, M$$

$$\text{ただし } \Delta x_l^m = u_{l+1} \bar{P}_{l+1}^{k/D} - u_l \bar{P}_l^{k/D} \quad (2-22)$$

$$\text{および } \bar{P}_l = \int_0^{u_l} p du / \int_0^{u_l} du$$

ここで、 $\bar{P}$  は光路に対する有効圧力である。これは、いわゆるカーティス-ゴドソン近似と同じ形式をとっている。

### c) 散乱のあつかい

太陽放射が大気中で受ける散乱は、その機構によりレイリー散乱とミー散乱にわけることができる。レイリー散乱は、大気分子のようなその大きさが光の波長よりも小さい粒子によるものであり、ミー散乱は、それより大きい粒子によるものである。レイリー散乱については、その散乱分布関数と散乱強度はともに容易に求めることができる。つまり、分子一個あたりの散乱断面積が一定であって、レイリー散乱による光学的深さは、大気分子の数密度に比例するわけである。そして、散乱分布関数は前後対称となっている。レイリー散乱についてのわれわれのあつかいは、Liou and Sasamori(1975)と同様である。

エアロゾルおよび雲粒については、ミー散乱のあつかいをする必要がある。エアロゾル

のモデルとしては、前述のように Toon and Pollack(1976) のものをつかった。これは、波長ごとにエアロゾルによる光学的深さ、単一散乱アルベド、非対称因子すなわち(2-13)の $\omega$ の3つの量を高度の関数としてもとめられるようになっている。

雲にたいしては、結局反射率と透過率を波長によらないものとしてそれぞれ 50 パーセントおよび 40 パーセントとして、これを満たすように $\tau$ ,  $\omega$ ,  $\omega$ 等をきめてある。

以上より、1 番目の気層について、

$\Delta \tau_R$  : レイリー散乱による光学的厚さ

$\Delta \tau_M$  : ミー散乱による光学的厚さ

$\Delta \tau_A$  : 吸収物質による光学的厚さ

$\bar{\omega}_{0m}$  : ミー散乱による単一散乱アルベド

$\bar{\omega}_{1m}$  : ミー散乱による非対称因子

とすると(レイリー散乱については、 $\omega = 0, \omega = 1$  である)、気層全体としてのパラメータは

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta \tau = \Delta \tau_R + \Delta \tau_M + \Delta \tau_A \\ \bar{\omega}_0 = (\Delta \tau_R + \Delta \tau_M \bar{\omega}_{0m}) / (\Delta \tau_R + \Delta \tau_M + \Delta \tau_A) \\ \bar{\omega}_1 = \Delta \tau_M \bar{\omega}_{0m} \bar{\omega}_{1m} / (\Delta \tau_R + \Delta \tau_M \bar{\omega}_{0m}) \end{array} \right. \quad (2-24)$$

によってあたえることができる。

なお、われわれの方法では、エアロゾル層については、(2-13)ではなく(2-12)を用いた計算をすることになっているので、 $\bar{\omega}$ から $\beta$ を推定したい。このためには、散乱分布関数として、Henye-Greenstein の関数

$$p(\theta) = (1-g^2)/(1+g^2-2g \cos(\theta)) \quad (2-25)$$

ただし  $g$ : 非対称因子

を仮定し、これにより $\bar{\omega}$ から $\beta$ をもとめるという方法によった。

d) モデル大気に対する加熱率の計算と他の結果との比較

われわれの計算法により、McClatchey et al.(1972) の冬期中緯度大気モデルについて



大気加熱率を求めたものを図2-5 にしめす。大気モデルは表2-4 にしめす。なお、太陽光の入射角は、垂直方向から測って 60 度としている。これはちょうど全地球平均の値である。図2-6 は、Lacis and Hansen(1974) が同じ大気モデルに対して加熱率を計算したものである。オゾンによる加熱、水蒸気による加熱のどちらもわれわれの結果のほうが大きい値をしめす。これは、a) でのべた吸収曲線の違い(われわれのものの方が、大きい吸収をしめす)が、そのままあらわれたものである。

図2-7 には、エアロゾルの効果をいれた場合と入れない場合の加熱率および放射フラックスそのものの違いをしめした。加熱率にはあまり大きな変化はみられないが、フラックスそのもののほうは、エアロゾルのある場合にはとくに地表付近で散乱がふえて、その結果、地表に到達する太陽光が減り、反射されて宇宙にでていく放射がふえているのがわかる。なお、赤外放射のネット・フラックスもしめした。これはエアロゾルのある場合には現象している。これは、赤外領域ではエアロゾルが温室効果をもつことをしめしているわけである。このため、エアロゾルが、ネットの効果として地表気温にプラスの効果をもつのかあるいはマイナスの効果をもつのかは、それほど自明のことではない。

## 2-5. 赤外放射の計算

### a) 基本方程式

赤外放射の計算においては、いうまでもなく入射する太陽光は無視してよいし、ミー散乱、レイリー散乱ともに無視してさしつかえない。したがって、放射伝達方程式(2-9)は、下のような簡単なものになる

$$\mu dl/d\tau = I - B \quad (2-26)$$

これを解いて

$$\begin{cases} I(\tau, \mu) = I(\tau_g, \mu) e^{\frac{\tau - \tau_g}{\mu}} + \int_{\tau}^{\tau_g} B(t) e^{\frac{\tau - t}{\mu}} \frac{dt}{\mu} & \mu > 0 \\ I(\tau, \mu) = - \int_0^{\tau} B(t) e^{\frac{t - \tau}{\mu}} \frac{dt}{\mu} & \mu < 0 \end{cases} \quad (2-27)$$

さらに、半球上で積分して、上向きおよび下向きの放射フラックスをだすと

$$\left\{ \begin{aligned} F^\uparrow(\tau) &= 2\pi \int_0^1 I(\tau, \mu) e^{-\frac{\tau-\tau_0}{\mu}} \mu d\mu + 2\pi \int_{\tau_0}^{\tau_g} B(t) \int_0^1 \exp\left(\frac{\tau-t}{\mu}\right) d\mu dt \\ F^\downarrow(\tau) &= -2\pi \int_0^{\tau_0} B(t) \int_0^1 \exp\left(\frac{t-\tau}{\mu}\right) d\mu dt \end{aligned} \right. \quad (2-28)$$

となる。さらに

$$I(\tau, \mu) = B(g) \quad (2-29)$$

すなわち、地表は黒体だとし、透過関数を

$$T_R(\tau, \tau') = 2 \int_0^1 \exp\left(-\left|\frac{\tau-\tau'}{\mu}\right|\right) \mu d\mu \quad (2-30)$$

により定義すると

$$\left\{ \begin{aligned} F^\uparrow(\tau) &= \pi T_R(\tau, \tau_0) (B(g) - B(\tau_0)) + \pi B(\tau) + \pi \int_{\tau_0}^{\tau_g} T_R(\tau, t) dB(t) \\ F^\downarrow(\tau) &= \pi T_R(\tau, 0) B(0) - \pi B(\tau) + \pi \int_0^{\tau_0} T_R(\tau, t) dB(t) \end{aligned} \right. \quad (2-31)$$

となる。これが赤外放射に関する基本方程式になる。

#### b) 吸収帯モデル

(2-31) は特定の波数に対する式なので、エネルギーフラックスを求めるにはこれを波数空間内で積分する必要がある。このためには太陽放射の場合と同じく、赤外放射の波数領域をいくつかのバンドに分割して、そのバンドに対する透過関数を求める必要がある。われわれは透過関数に対する近似として、Goody(1952) によるランダム・モデルをもちいた。これは次式で表現される

$$T(\mu) = \exp\left(-\frac{S_0 \mu}{S} \left(1 + \frac{S_0 \mu}{\pi \alpha p}\right)^{-\frac{1}{2}}\right) \quad (2-32)$$



ここで、 $u$  は吸収物質の量、 $p$  は大気圧であり、 $S_0$ ,  $\alpha$ ,  $\delta$  はバンドパラメータである。なお、気圧、温度が変化する光路に対する補正としては、通常のカーティス-ゴドソン近似を用いた。温度に対する補正は、Rodgers and Walshaw(1966) によるものと同じ形式を用いた。吸収帯の分割およびバンドパラメータは、水蒸気の回転バンドおよび  $6.3\mu$  バンドについては Rodgers and Walshaw(1966) によるものを用い、炭酸ガスおよびオゾンの吸収帯については、Houghton(1977) によるものを用いた。Houghton は 220K, 260K, 300K の3つの温度におけるバンドパラメータをあたえているので、これを対数二次補間することによって各温度でのパラメータをだした。

なお、われわれの計算においては、Roewe and Liou(1978) にならい、水蒸気の連続吸収帯の効果がとりいれられている。これについては、吸収係数として Roberts et al. (1976) によるものを用いた。これは次式であたえられる

$$K(R,T) = (a + b e^{-\beta R}) \exp \left[ 1800 \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{296} \right) \right] \quad (2-33)$$

ただし  $a = 4.2 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1} \text{ atm}^{-1}$ ,  $b = 5588.0 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1} \text{ atm}^{-1}$ ,  $\beta = 7.87 \times 10^3 \text{ cm}$  (2-34)

および  $T(u) = \exp(-ku p_{H_2O})$  (2-35)

これらのバンドパラメータについては、表2-5 にまとめた。また図2-8 には、これらのバンドの位置と、プランク関数および地球からの赤外放射の実測値(Kunde et al., 1974 による)をしめす。

本節であつかった透過関数は、直達光に対するものであつて、a) で定義した透過関数とは違ふ。これから a) の透過関数をだすには、本当は (2-30) のような積分を実行する必要がある。しかし、通常は次式のような近似を行なう

$$T_R(u) \sim T(1.67u) \quad (2-36)$$

これは、ランダムモデルに対してはよい結果をあたえることが知られている。

エアロゾルについては、Toon and Pollack(1976) のモデルをもとにして、赤外領域で一様な光学的性質をもつものとし、散乱を無視して吸収による光学的深さのみを考慮することにした。このあつかいは Charlock and Sellers(1980) によるものである。

#### c) モデル大気に対する冷却率の計算と他の結果との比較

図2-9 に前述の McClatchey et al.(1972) による冬期中緯度のモデル大気に対して赤外放射による冷却率を計算したものをしめす。対流圏では水蒸気の回転バンド、成層圏では炭酸ガスの吸収帯が主役となっていることがわかる。図2-10は同じモデル大気で、炭酸ガス濃度を二倍にしたものとそうでないものとの比較である。対流圏ではほんのわずかにではあるが冷却率が減少している。これに対し、成層圏では大きく冷却率が増していることがわかる。図2-11には放射のネット・フラックスをしめした。炭酸ガス二倍のケースでは、わずかに宇宙空間にでていく放射が減少している。これが温室効果をもたらすわけである。

図2-12に、熱帯大気モデルに対する計算結果を Roewe and Liou(1978) の結果とともにしめした。Roewe and Liou が計算に用いた吸収帯モデルのパラメータは、水蒸気についてはわれわれのものと同じだが、炭酸ガスについては、Rodgers and Walshaw(1966) によるものを用いている。このバンドモデルは、光路長が大きいときには過大な吸収をあたえることが指摘されている。(Rodgers and Walshaw(1966), Stone and Manabe(1968))

オゾンについて、彼らは Goldman and Kyle(1968) によるバンドパラメータを、圧力補正をせず用いている。このために彼らの計算では成層圏上部でオゾンによるつよい冷却がおきていることになっている。もちろん、成層圏上部においては、吸収線の広がり、分子の衝突によるものだけでなく、ドップラー効果によるものを考える必要があり、そのため、透過関数に対して (2-32) 式のような単純なあつかいをすると、冷却率を過少評価することになる (Ramanathan and Coakley(1978)) のだけれど、しかし、それでも圧力依存性を無視するのがより優れた結果をもたらすとは考えにくい。対流圏ではわれわれの結果は絶対値が小さく、また凹凸がはげしい。凹凸はもともとのモデル大気において気温がわずかに波打っているのが原因である。Roewe らの結果では滑らかなカーブが描かれているが、これは温度に対しなんらかのスムージングを行なった結果だと思われる。しかし、同じバンドモデルを使っているのに冷却率が小さくなっている理由はあきらかではない。



ただし、Roewe らの計算では成層圏の水蒸気が考慮されていない、成層圏からの放射による対流圏の加熱が計算されていない。これはいくらか大きめの冷却率をあたえるかもしれない。

このように他の研究との一致はかならずしも満足できるものではないが、しかしわれわれの結果があきらかにおかしいというわけでもない。これについては、McClatcheyらのグループによる LOWTRAN5(McClatchey and Kneizys,1980,Kneizys et al.,1980)等を利用したより精密な計算が必要であると思われる。しかし、今回は、このままの計算法により一次元モデルをくみたてた。これは、ひとつには時間的制約のためであるが、基本的な理由は他の仮定の性質から考えてここにだけむやみと細かい計算をしても意味がないと判断したからである。

#### 2-6. 対流のモデル

対流および水蒸気輸送、雲の生成、降雨等を、その物理的プロセス自体から直接モデル化することは、一次元モデルにおいてはきわめて困難である。水蒸気および雲の分布に対しては、2-2 ですでにのべたような仮定をおくとして、のこる問題は対流である。これに対し、Manabe and Strickler(1964) は、対流調節 convective adjustment とよばれる方法を導入した。これは、熱輸送の物理的過程ではなく、熱輸送の結果として実現される温度分布のほうをモデル化し、それから逆にその温度分布を実現するのに必要な熱輸送の量を算出するという方法である。彼らは、標準的な大気モデルとして、米国標準大気1962 (U.S.Standard Atmosphere 1962 これについては Mintzner(1976) 等を参照のこと) をとり、これにおいては、対流圏の温度減率が

$$dT/dz=-6.5K/km \quad (2-37)$$

となっていることから、この  $-6.5K/km$  という値が限界気温減率であり、これよりも大きい気温減率では対流がおきて気温減率を限界気温減率に戻してしまうものとした。

限界気温減率として  $-6.5K/km$  をとることの是非については、次章で考えるとして、ここでは具体的な計算のアルゴリズムについて説明しておこう。Manabe and Strickler では、各時間ステップにおける気温減率が常に限界減率をこえないようにするために、各時間ステップごとに温度分布および対流による熱輸送を反復計算により求めるという方法が



とられている。この方法の実際のアゴリズムは Manabe and Wetherald(1967) によってくわしく説明されている。しかしわれわれの計算においては、手続き上の複雑さを回避するため、積分制御にもとづき熱流を算出する方法をとった。われわれの方法では、高度 $z$ における対流による熱流  $H(z)$  は次式によってあたえられる。

$$H(z) = \begin{cases} -k D(z) & (D(z) < 0) \\ 0 & (D(z) > 0) \end{cases} \quad (2-38)$$

ただし、 $D(z)$  は次式によりあたえられる。

$$D(z) = \int_0^z (dT/dz + 6.5) dz \quad (2-39)$$

これによって最終的な定常状態においては、 $dT/dz > -6.5$  が任意の高度に対してみたされることになる。

ただしこの方法の欠点といえるのは、数値計算においてこれに由来する不安定が発生することである。つまり、(2-38) および (2-39) によって対流による気層の加熱率を求めるのは、一種の拡散方程式をといていることになるので、陽解法によるかぎり時間ステップをあまり大きくとると解が発散してしまうのである。これはもちろん時間ステップをこまかくとりさえすればいいのであるが、放射、特に赤外放射の計算の計算量が非常に大きいので、これについては、放射計算による数値不安定の限度まで時間ステップを大きくとりたい。このために、われわれの計算プログラムの最終版においては、対流計算に対する時間刻みを放射計算にたいするものより細かくすることにより計算時間の節約をはかっている。なお、使用した時間刻みは、30層均等分割の場合で放射に対して0.5day、対流に対してはその1/5である。50層モデルではそれぞれ30層の場合の半分とした。温度分布が最終的な定常状態に到達するまでには、絶対湿度固定の場合で約300日、相対湿度固定の場合にはさらにその1.5倍ないし2倍の時間を必要とする。これを教養学部の Melcom-Cosmo 700 の Fortran プログラムにより計算すると、30層の場合で、太陽放射の計算および赤外放射の透過関数の計算にそれぞれ約10秒を必要とするが、これらは時間ステップごとに更新する必要はないので、100ステップごとに更新することにすれば、



実際に赤外放射を計算するのに必要な時間は、各ステップごとに約 1秒程度であり、これに対して対流調節の計算時間は無視してよく、トータルでは相对湿度固定の場合で 1000 ないしは 1500 秒程度の計算時間を必要とする。

### 3. 結果

#### 3-1. 大気の純粋な放射平衡と、放射-対流平衡

##### a) 雲なし、絶対湿度固定の場合

雲なし、水蒸気絶対湿度分布固定 (Fixed Absolute Humidity, FAH) の場合について、放射のみの平衡と放射-対流平衡における温度分布、放射のフラックスおよび大気の太陽放射による加熱率と赤外放射による冷却率を求めたものを、図3-1 から図3-3 にしめす。ここでは、水蒸気の高度分布として、Stone and Manabe(1968) によるものを用いた。対流の効果を考えないと、地表付近での温度減率が非常に大きくなり、地表気温も 320K という非現実的高温になってしまうが、対流調節によって温度減率を  $-6.5\text{K/km}$  にあわせてしまえば、地表気温は約 300K という現実に近い値をとることがわかる。われわれの計算においては、太陽光の吸収はほとんど温度に依存しないので、図3-2 および図3-3 の、太陽放射に関する曲線が完全には一致しないのは奇妙なことであると考えられる。これは、オゾンの分布を圧力の関数としてではなく高度の関数としてあたえたので、圧力に対する分布は温度分布に依存することになるからである。

図3-3 をみると、放射平衡の場合については太陽放射の吸収による加熱と赤外放射による冷却がちょうど対称になって、文字通りの放射平衡が実現されているわけであるが、放射-対流平衡では、およそ 200mb くらいのところから下で冷却が加熱を大きく上回っていることがわかる。これはすなわち、ちょうどこれにつりあうだけの熱が対流により地表から輸送されているということである。

##### b) 相対湿度固定の場合

図3-4 に、相対湿度分布固定 (Fixed Relative Humidity, FRH) の仮定のもとで、雲あり、雲なしの各場合における放射-対流平衡による温度分布をしめす。雲ありの場合では、地表気温が約 10K 低下して約 290K となっている。これは全地球の平均地表気温といわれる 288K に、まあまあ近い値であるといつてよいであろう。図3-5 に放射のフラックスをしめす。雲層で、反射により下向き太陽放射が大きく減少し、上向きがふえているのがわかる。これにより太陽放射のうち宇宙に反射されてでていくわりあいが大きくなり、地球に吸収される分がへるわけである。この効果が、雲が地表からの赤外放射をさえぎる効果よりも大きいため、地表気温は雲のある場合のほうが低くなる。

図3-6 には大気の加熱率をしめした。われわれの仮定が単一雲で、しかもその厚さが約



30mb と薄いために、雲層においては、加熱、冷却とも非常に大きな値をしめしている。これらは実際にはスケールアウトしている。雲層の下では加熱と冷却はともに大きく減少している。成層圏では雲があるほうが加熱率が大きい、これは基本的には、下層からの反射光の増加によって、オゾンの吸収がふえたためと考えてよい。なお、ここでしめされている成層圏の加熱率が、たとえば図2-5 に比較して小さいのは、単に、ここでは圧力に対し等間隔の分割をとったのにたいし、図2-5 等の計算では、上のほうで等比級数的にこまかくなる分割をとることにより、成層圏での分解能をあげているからである。

### 3-2. 炭酸ガス濃度の変化の効果

図3-7 に炭酸ガス濃度を現在の値と考えられる 330ppm から、二倍および半分にしたときの温度分布の変化をしめす。これは、FRH の仮定による計算である。地表気温の変化については、FAH の場合および雲なしの場合とともに表3-1 にまとめておく。図3-8 は、炭酸ガス濃度をもっと広い範囲で変化させたときの地表気温の変化をしめしている。よくいわれる地表気温は炭酸ガス濃度の対数に対し直線にのるといのは、このような極端な変化に対しては成立しない。しかし、もちろん半分とか二倍という程度の小さな変化に対しては大体正しいといってよい。これで、われわれの標準ケース、すなわち 2-2 で述べた標準的仮定に対し、炭酸ガス濃度倍増による平均地表気温上昇として、1.95K という値がえられたわけである。これは、FRH および FCA (Fixed Cloud Top Altitude, 雲頂高度固定) のモデルとしてはごく平均的な値である。これで、われわれの研究の最初の目的であるところの一次元気候モデルをくみだしてそれにより炭酸ガス濃度の変化による気温変化を推定することがひとまずできたわけである。

次節以降においては、まず、炭酸ガス濃度以外のパラメータに対する地表気温の感度についてしらべ、その結果をこれまでの研究と比較するとともに、どの仮定が重要であるかを考えることにする。

### 3-3. その他の要因に対する応答

表3-2 に、Chýlek and Kiehl(1981) がそれまでに発表されていたいくつかの一次元モデルについてその地表気温のモデルのパラメータに対する感度をまとめたものと、われわれのモデルにおけるそれらの値をしめす。これをみても、われわれのモデルが、ごく平均的な特性をもつものであることが理解できるであろう。以下これらのそれぞれと、それからここではあたえられていないエアロゾルの効果と、人為的廃熱つまり地表での熱発生の



効果について、また、これらのパラメータが、気温に対し、正のフィードバックとなる、あるいは、負のフィードバックとなる可能性と、その強さの程度について、もうすこしまかく説明する。さらにいくつかのパラメータに対しては、炭酸ガス濃度の効果に対するそのパラメータの値の影響についても述べる。

#### a) 太陽定数

太陽定数の効果はモデル間の一致が非常によく、比較的疑問の余地が少ないといつてよい。またこれはもちろん地球の気候によって変化することもない。しかし、太陽定数に対する精密な測定は、まだ始まったばかりであるといつてよく、今後の測定により、たとえば黒点数の変化にともなう活動度の変化等の、定量的性質がよりくわしくあきらかにされなければならない。

#### b) 限界温度減率 (Critical Lapse Rate, CLR)

これの効果についても、Manabe and Wetherald のものの他は非常によい一致をしめし、おそらくこの値自体には大きな誤りはないものと考えていいと思う。すなわち、限界温度減率が大きくなれば気温が上昇すること自体はほとんどまちがいない。限界温度減率について問題となるのは、これが温度変化により変化する可能性があることである。実際に観測される対流圏の温度減率はもちろん一定ではなく、緯度あるいは高度、さらには季節により変化する。図3-8に Stone and Carlson(1979) による温度減率の経度および時間に対する平均値の分布をしめす。これは、Oort and Rasmusson(1971) の観測データにもとづく。これをみると温度減率は、高緯度よりも低緯度で大きくなっているようにみえる。だからといってただちに気温上昇によって温度減率が大きくなると考えていいというわけでもない。

Stone and Carlson によれば、対流圏の温度減率は、低緯度ではほぼ湿潤断熱減率 (Moist Adiabatic Lapse Rate) に一致し、高緯度では傾圧不安定理論 (Baroclinic Instability Theory) によるものに近い値をしめす。(図3-9)そして中緯度ではそのいずれよりも低い値をしめすようである。ここで、湿潤断熱減率の値は温度の関数であり、温度が高いほど小さい値をとる。これにたいし、傾圧不安定理論による温度減率のほうは水平方向の温度勾配に依存する。温度勾配が小さい、つまり極と赤道のあいだの温度差が小さいと、傾圧不安定理論による温度減率は大きくなる。三次元モデルによれば温度変化は赤道よりも両極で大きいとされているので、これが正しいならば傾圧不安定理論による温



度減率は、気温変化を増幅する効果をもつ。これとは逆に、湿潤断熱減率のほうは、気温変化に対して負のフィードバック効果をもっている。したがって、このどちらの効果が強いかで、温度減率が気温変化に対してもつ効果は反対になってしまう。最近の一次元モデルには、限界温度減率に湿潤断熱減率をとるものが多いが、以上でみたところによればこれもそれほど明確な根拠があることではないと見てよい。ちなみに湿潤断熱減率の仮定によると、限界温度減率固定の場合にくらべ、気温変化は 30 パーセント程度減少するようである (Hansen et al, 1981, Chýlek and Kiehl, 1981) が、温度変化が半分以下になるとするもの (Hummel and Kuhn, 1981) もある。結局のところ温度減率については、一次元モデルではその精密なとりあつかいは困難で、もっと複雑なモデルにたよらざるを得ないのではないだろうか。

### c) 雲高

この効果は、雲の他のパラメータについての仮定に依存するために、モデル間の一致はそれほどよいものではない。最近のモデルでよくつかわれている仮定は、序論でのべたように雲頂の高度あるいは温度を一定とおくものである。われわれは、雲高一定の計算しかおこなっていないので、雲頂温度一定の場合の効果は直接には求められないが、小さな外乱に対する応答の線形性を仮定すれば、直接雲高を変化させた場合の応答から、雲頂温度一定の場合に雲頂高度一定の場合にくらべて温度変化がどれだけ大きくなるかを推定することが可能である。つまり、温度  $T$ 、雲高  $H$ 、他の要因  $\alpha$  の小さい変化に対し、次の線形の関係がなりたつとする

$$\Delta T = a\Delta H + b\Delta \alpha \quad (3-1)$$

ここで、雲頂温度一定とし、限界温度減率として  $6.5\text{K/km}$  をとれば

$$\Delta H = \Delta T / 6.5 \quad (3-2)$$

となる。(3-2) を (3-1) に代入して整理すれば

$$\Delta T = b\Delta \alpha / (1 - a/6.5) \quad (3-3)$$

がえられる。 $1/(1-a/6.5)$  というのが、温度の感度の雲頂温度一定の場合の雲頂高度一定の場合に対する増幅係数になるわけである。われわれの計算においては、 $a=2.479\text{K/km}$  となったのでこの増幅係数の値は  $1/0.619=1.62$  となる。この値は、Chýlek and Kiehl が Ramanathan のモデルについて、実際に雲頂温度一定によるモデルによる計算をおこなってもとめた 1.43-1.49 という値よりもいくらか大きい。しかし、これはもともとわれわれのモデルのほうが雲高にたいしすこし敏感だからであり、この敏感さは仮定した雲量が Ramanathan らの 0.45 にたいしわれわれのものは 0.50 で大きいためである。

以上から、雲頂温度一定の仮定をおけば、われわれのモデルの外乱に対する感度は、約 1.6 倍になることがわかる。したがってもし雲頂温度一定のほうが正しいとすると、炭酸ガスを二倍にした場合の温度上昇は、約 2K という雲頂高度一定の場合のものではなく約 3K という値になるわけである。しかし、雲頂温度一定という仮定が正当なものかどうかはあきらかではない。

#### d) 雲量

これについても、モデル間の一致はかなりよい。しかし、雲量については三次元モデルでも固定としているのが現状で、温度との関係はまだ未知の領域であるといわざるをえない。また、雲に関する仮定としては、ここであげた二つのほかに、光学的性質に関するものもある。たとえば雲が厚くなれば、太陽光の反射がふえて地表気温は低下する。このようなことについても、どう変化する可能性があるのかわかってはいない。

#### e) 地表の相対湿度

例によってモデル間の一致はよい。しかし、相対湿度分布が一定であるというのは本当かどうかはわからないわけで、これには雲に対する仮定と同じく観測ないしより精密なモデルによる検証が必要である。しかし、これに対する感度は比較的小さいものであり、雲に関するものほど重要ではないであろう。

#### f) 地表の反射率

モデル間の一致はあまりよくない。この理由はよくわからない。またこれは、気温変化によって変化する可能性が大きい。つまり、氷のほうが、ただの水や地面より反射率が大きいので、両極で気温上昇により氷に覆われた面積が減少すると、これは平均反射率の減少をもたらす。しかしこれはまた、赤外での射出率の増加をも同時もたらすので、氷の



面積の変化が気温に対し正のフィードバックになるのかどうかは、まだはっきりとはしていないようである。これに関しては、衛星観測等によるより精密な評価により、今後かなり明確になってくるものと思う。

#### g) オゾン

われわれの値だけが異常に大きいのが、これはわれわれの計算では、対流圏も含め全域でオゾン濃度を変化させたのに対し、他のものでは成層圏においてのみ変化させているためであるとおもわれる。オゾンのほとんどは成層圏にあるのだけれども、圧力による吸収線幅の広がり効果のため、対流圏のオゾンの役割はその絶対量のわりには大きい。

オゾンについては、今後減少するという予測がなされている。これは、人為起源の亜酸化窒素やフレオン等が、触媒となってオゾンを分解するからである。Wuebbles(1983)から結果だけを引用すると、フレオンの放出率が、今後年率 3 パーセントで増加した場合で、2050 年までのオゾンのトータルでの減少は約 20 パーセントである。しかしこの減少のほとんどは成層圏でおこり、対流圏では、特にフレオン以外のガスの効果を考慮すると、オゾン量はかえって増加する。(Wuebbles et al., 1983) このため、オゾン量の変化による気候変化は、それほど大きくはないものとみてよいと考えられる。

#### h) エアロゾル

これについては計算例が多くないので、Charlock and Sellers(1980)によるものとわれわれのものを比較することにする。それぞれの結果を表3-3 にしめす。赤外におけるエアロゾルの効果を見無視した計算においては、両者は非常によい一致をしめす。しかし、赤外の効果をいれると、われわれの計算の場合は温度低下がほとんど相殺されてしまうのに対し、Charlock らによるものではそれほど大きな変化はない。このような大きな差の原因はもちろん赤外領域におけるエアロゾルのあつかいの違いにあるわけだが、Charlock らが実際にどのような値を赤外領域におけるエアロゾルによる光学的深さとして用いたのかわからないので、それ以上のことはわからない。

しかし、すくなくともわれわれの計算によるならば、エアロゾルのトータルの効果は、あまり大きいものではないということになる。ただしこれはあくまでも Toon らによるエアロゾルモデルの効果の評価であって、現実の外乱に対するものではない。たとえば火山の噴火によるものなら、エアロゾルは主として硫酸の小滴であり、これは可視域での反射率がほとんど 1 であり、また赤外域での吸収率は比較的小さい。したがって、これはた

しかに気温低下をもたらすものと考えていい。しかし、今後増加すると考えられている、人為起源の粉塵やスス等については、このトータル効果がどちらにきいてくるかははっきりしない。

#### i) 人為廃熱

図3-10 に地表での熱供給による温度上昇をわれわれのモデルにより推定したものをしめず。ちなみに入射してくる太陽光のエネルギーは、全地球上で平均をとると、約  $343 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$  となり、また、現在人類が化石燃料の消費によってだしている熱の量は、地球平均をとると約  $0.01 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$  の程度である。したがって、まだここしばらくは、すくなくとも地球平均については、人為廃熱の効果は無視できる。

#### 3-4. まとめ

前節でみたところによれば、一次元モデルの外乱に対する応答に大きな影響をもつ仮定は、対流圏の温度減率に関するものと、雲に関するものであり、現在これらに対してとられている仮定のどれをつかうかで、炭酸ガス濃度の変化といった外乱による気温変化の大きさは、50パーセント以上変化する。しかしながら、これは、オーダーが変わるといったものではなく、これまでの予測は、われわれの結果も含め、第一次近似としてはまあまあのものであるとってさしつかえないであろう。つまり、炭酸ガス濃度の変化によっておこる平均気温の上昇は、濃度が二倍になった場合について、2-3K 程度であり、温度変化は炭酸ガス濃度の対数に対し、ほぼ直線関係にあるということが出来る。誤差の推定は困難であるが、せいぜい二倍から半分といったところであろう。



#### 4. 今後の気温上昇に対する予測

##### 4-1. 炭酸ガス放出のシナリオ

第一次石油ショック以後の化石燃料消費の増加率は、1980年まででは平均すると年率で約2.2パーセントである。このペースが今後大きくなる可能性はあまりないといつてよい。表4-1と図4-1に1970年以降のエネルギー消費の変化をしめす。80年代に入って減少に転じていることに注意してほしい。これは、73年の第一次石油ショックの後にもみられなかった新しい傾向である。このようなことがあるので化石燃料の消費予測は困難であるわけだが、ここでは、単純化した2つのシナリオを考えよう。すなわち

1) 高成長シナリオ：今後の消費増加率 2パーセント

2) ゼロ成長シナリオ：今後の消費増加率 0

今後の化石燃料消費があまり大きくは伸びないとすると、生物起源、すなわち森林等の耕地化や開発による減少による炭酸ガスの放出がますます重要になるが、これについてはもっとも単純な仮定として、Woodwell et al.(1983)による1980年の推定放出量である $3.3E+9\text{ton}$ が今後一定だとしてみる。この場合の、前記の2つのシナリオに対する炭酸ガス放出の1980年からの累積量の予測を図4-2にしめす。

##### 4-2. 炭素サイクルに対するモデル

炭素サイクルについての精密なモデリングを行なったところで、すくなくとも今後50年程度については、もっと単純な、大気中への残留比率が一定であるという仮定による計算との違いはほとんどない。(Rotty, 1983)そこで、今回は、単純なAF一定の仮定で計算することにした。AFの値としては、0.34をもちいた。この値は、Rotty(1982)による化石燃料消費推定と、Woodwell et al.(1983)による生物起源の放出の推定(中位の、Population dataによるもの)をもちいて炭酸ガス放出を推定したときの、1958-1980に対する平均値である。これによる、前記の2つの放出シナリオに対する炭酸ガス濃度変化を、図4-3にしめす。

##### 4-3. 炭酸ガス濃度変化による気温上昇

###### a) 定常応答

われわれの計算結果(炭酸ガス濃度二倍で、FCAモデルで2K、FCTモデルで3Kの気温上昇)から、一応FCTがよりもっともらしいとして炭酸ガス濃度を二倍にしたときの定常での気温上昇を3Kとする。

#### b) 過渡応答

実際の気温変化は、炭酸ガス濃度変化にによって即時に新しい定常状態にたっするわけではなく、定常になるまでには、いくらかの時間を必要とする。これは主に海洋の熱容量が大きいことによる。単純な海洋の表層のみを考えるモデルでは、応答は一次遅れの性質をしめし、時定数は 2ないし 4年程度となる (Manabe and Stouffer(1980) からの推定、Hansen et al.(1981), Hoffert et al.(1980) 等による) これに対し、深海との熱交換を考慮したより複雑なモデルにおいては、定常までの時間はもっとながくなる。ここではひとまず、時定数 $\tau$ を 4年とした場合と、10年の場合との比較を行なった。

#### 4-4. 結果

図4-4 に高成長とゼロ成長の2つのシナリオのそれぞれに対する、気温上昇の平衡値と $\tau=4$  の場合の値をしめす。このようなゆっくりとした変化にたいしては、平衡値と時間遅れを考慮した応答との差はあまり大きくなりえないといえる。図4-4 は $\tau=10$ としたものである。やはり、平衡値との差はそれほど大きいものではない。ここで注意しておくべきことは、現在の気温はすでに平衡にはないと考えるべきであるということである。というのは、1958年から1980年までの22年間に大気中の炭酸ガスはすでに23ppmも増加していて、この増加率は、われわれの予測における今後の値にくらべてさほど小さいものではないからである。したがって、時間遅れを考慮した計算よりもしないもののほうがより今後の変化をよく記述しているものと考えてよい。

平衡値による予測では、2000年における気温上昇は、ゼロ成長ケースで0.34K、高成長ケースで約0.38Kとなる。2050年では、それぞれ、1.08Kおよび1.72Kとなる。

2100年ではそれぞれ1.71K, 3.85Kとなるが、後者すなわち高成長ケースは、おそらくもっと小さいはずである。というのは、化石燃料消費、生物からの放出はともに、このころまでにはすでに頭打ちになっているからである。



## 5. まとめ

今回の研究では、「地球系の温度変動モデル」という大きなテーマにとりくむための第一歩として、平均気温の変動を記述する一次元気候モデルを構築し、そのモデルのふるまいを、従来の研究と比較し、また、そのモデルによって炭酸ガスが将来の気温にあたる影響の簡単な評価を行なった。

まず、モデルについてであるが、われわれのものは、炭酸ガス濃度の変化といった外乱に対して従来のモデルと基本的に同じような反応をしめすという結果がえられた。これは同じような仮定をおいているのだから当然なのだが、われわれはこれによって、ひとまず研究の出発点を確保することができたわけである。モデルについての分析の結果、炭酸ガス濃度が二倍になったときの気温上昇はおよそ 2-3K 程度であるとみられるが、しかし現在の一次元モデルはあまりに仮定が多いものであり、特に雲のあつかいにおける問題が大きいということがわかった。

しかし今後まず必要であるのは、一次元モデルにおいて、たとえば雲や水蒸気の分布が気温からいかなる影響をうけるかといったことをより複雑なモデルによって追求することよりも、むしろ、ここではまだ十分にはしらべることができなかったエアロゾルや、まったくあつかうことのできなかつた炭酸ガス以外の温室効果をもつガスの効果をしらべることであると思われる。というのは、気温変化は外乱にほぼ線形の応答をしめし、さまざまな外乱に対する感度の比は、モデルに関する仮定にほとんど依存しない。したがって、現在のさまざまな要因の影響が、トータルとして気温を上昇させるか低下させるかは、現在のモデルで判断しておそらく大きな誤りをおかすことはないと考えられるからである。

また、予測としては平均気温というのはあまり有用ではないので、せめて緯度分布と季節変化をしめせるものに拡張することも必要であろう。

最後に、われわれの行なった予測についてだが、気温上昇が、2050 年で 1.1-1.7K、2100 年で 1.7-3.8K というのは、従来の予測のいくつかにくらべて比較的小さい。しかしこれは単に化石燃料消費についての仮定のちがいによるものである。實際上、今後の化石燃料消費がこれまでよく仮定されていたような年率 4-5パーセントもの伸びをしめすとは考えられず、われわれの値がよりもっともらしいものといってよい。

## 謝辞

本論文を終えるにあたって、主指導教官として指導して下さいました平沢助教授に心からの謝意を表します。また、大型計算機センターのアカウントを心よく使わせて下さった大勝教授に、また、他の副指導教官の皆様にも感謝いたします。



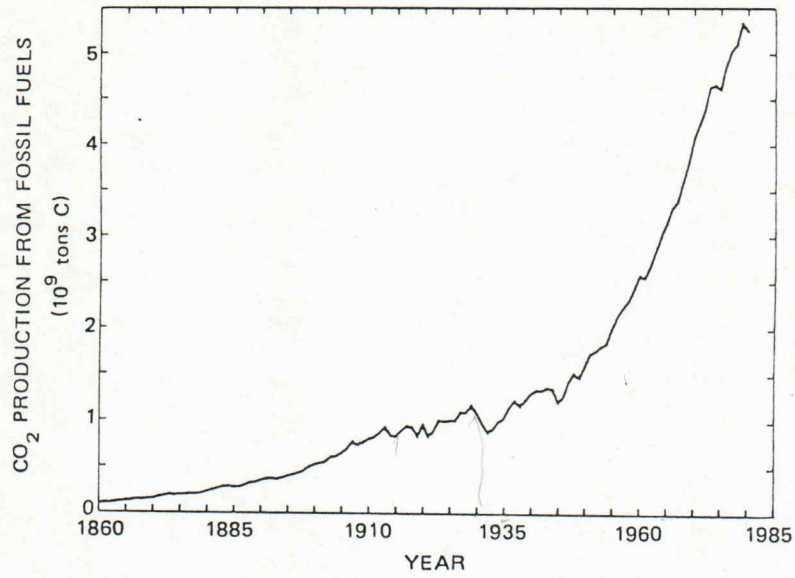
## References

- Arvett, E. H., and D. G. Hummer, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 130, 295-331
- Charlock, T. P., and W. D. Sellers, *J. Atmos. Res.*, 37, 1327-1341, 1980
- Chýlek, P., and J. T. Kiehl, *J. Atmos. Sci.*, 38, 1105-1110, 1981
- Clark, W. C. et al., in *Carbon Dioxide Review 1982*, edited by W. C. Clark, Oxford, New York, 1982
- Coakley, J. A., and P. Chýlek, *J. Atmos. Sci.*, 32, 409-418, 1975
- Fowle, F. E., *Astrophys. J.*, 42, 394-411, 1915
- Goldman, A., and T. G. Kyle, *Appl. Opt.*, 7, 1167-1177, 1968
- Goody, R. M., *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 78, 165-169, 1952
- Hansen J., D. Jonson, A. Lacis, S. Lebedeff, P. Lee, D. Lind, G. Russel, *Science*, 213, 957-966, 1981
- Hoffert, M. I., A. J. Callegari, and C. T. Hsieh, *J. Geophys. Res.*, 88, 6667-6669, 1980
- Houghton, J. T., *The physics of Atmospheres*, Cambridge University Press, 1977
- Howard, J. N., D. E. Burch, and D. Williams, *J. Opt. Soc. Amer.*, 46, 186-190, 237-241, 242-245, 334-338, 452-455, 1956
- Hummel, J. R., and W. R. Kuhn, *Tellus*, 33, 254-261, 1981
- Inn, C. Y., and Y. Tanaka, *J. Opt. Soc. Amer.*, 43, 870-873, 1953
- Kneizys, F., E. Shettle, W. Gallery, J. Chetwind, L. Abreu, J. Selby, R. Fenn, and R. E. McClatchey, *Atmospheric Transmission/Radiance: Computer Code LOWTRAN 5*, Report No. AFGL-TR-80-0067, Air Force Geophysics Lab, Hanscom AFB, MA, 1980
- Kunde, V. G., B. J. Conrath, R. A. Hanel, W. C. Maguire, C. Prabhakara, and V. V. Salomonson, *J. Geophys. Res.*, 79, 777-784, 1974
- Lacis, A. A., and J. E. Hansen, *J. Atmos. Sci.*, 31, 118-133, 1974
- Liou, K. N., *J. Atmos. Sci.*, 30, 1303-1326, 1973
- Liou, K. N., and T. Sasamori, *J. Atmos. Sci.*, 32, 2166-2177, 1975
- Manabe, S., and R. J. Stouffer, *J. Geophys. Res.*, 85, 5529-5594, 1980
- Manabe, S. and R. F. Strickler, *J. Atmos. Sci.*, 21, 361-385, 1964
- Manabe, S., and R. T. Wetherard, *J. Atmos. Sci.*, 24, 241-259, 1967

- McClatchey, R. A., R. W. Fenn, J. E. A. Selby, F. E. Voltz, and J. S. Garing, Optical properties of the Atmosphere (3rd ed.). AFCRL Environ. Res. Papers No411, 1972
- McClatchey, R. E., and F. Kneizys, Appl. Opt., 16, 592-593, 1979
- Minzner, R. A., Rev. Geophys. Space Phys., 15, 375-384, 1976
- 中沢清高, 「大気中の二酸化炭素問題 (第一集)」所収, 「環境科学」研究報告書, B-130-R12-6, 文部省, 1982
- Oort, A., and E. Rasmusson, Atmospheric Circulation Statistics, NOAA Prof. Pap. 5, Perry, A. M., in Carbon Dioxide Review 1982, edited by W. C. Clark, pp. 456-460, Oxford, New York, 1982
- Ramanathan, V., and J. A. Coakley Jr., Rev. Geophys. Space Phys., 16, 465-489, 1978
- Roberts, R. E., J. E. A. Selby, and L. M. BiBerman, Appl. Opt., 15, 2085-2090, 1976
- Rodgers, C. D. and C. D. Walshaw, Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 92, 67-92, 1966
- Roewe, D., and K. N. Liou, J. Appl. Meteorol., 17, 92-106, 1978
- Rotty, R. M., in Carbon Dioxide Review 1982, edited by W. C. Clark, pp. 456-460, Oxford, New York, 1982 *< Rotty, R. M., JGR, 88, 1983*
- Siegenthaler, U., and H. Oeschger, Science, 199, 388-395, 1978
- Somerville, R. C. J., P. H. Stone, M. Halem, J. E. Hansen, J. S. Hogan, L. M. Druyan, G. Russell, A. A. Lacis, W. J. Quirk, and J. T. Enenbaum, J. Atmos. Sci., 31, 197
- Stone, P. H., and J. H. Carlson, J. Atmos. Sci., 36, 415-422, 1979
- Stone, H. M., and S. Manabe, Mon. Wether Rev., 96, 735-741, 1968
- Thekaekara, M. P., Appl. Opt., 13, 518-522, 1974
- Toon, O. B., and J. B. Pollack, J. Appl. Meteorol., 15, 225-246, 1976
- Vigroux, E., Annales de Phys., 8, 709-762, 195
- Wiscombe, W., Rev. Geophys. Space Phys., 21, 997-1021, 1983
- Woodwell, G. M., J. E. Hobbie, R. A. Houghton, J. M. Melillo, B. Moore, B. J. Peterson, and G. R. Shaver, Science, 222, 1081-1086, 1983
- Wuebbles, D. J., J. Geophys. Res., 88, 1433-1443, 1983
- Wuebbles, D. J., F. M. Luther, and J. E. Penner, J. Geophys. Res., 88, 1444-1456, 1983
- Yamamoto, G., J. Atmos. Sci., 19, 182-188, 1962



(a)



(b)

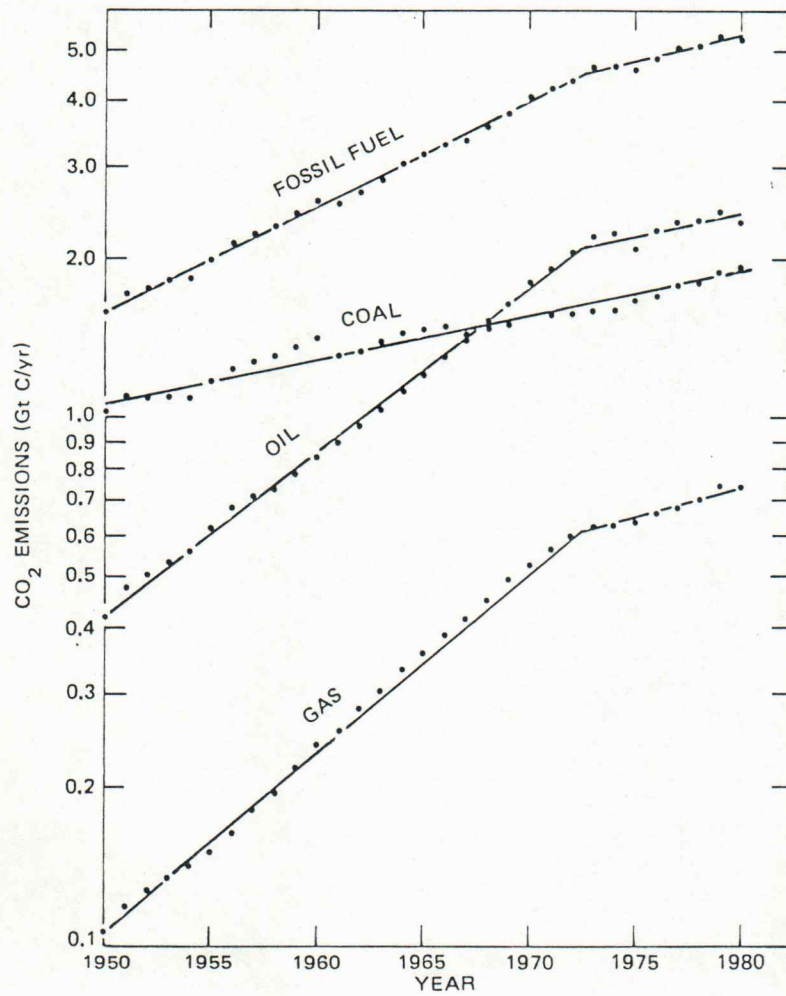
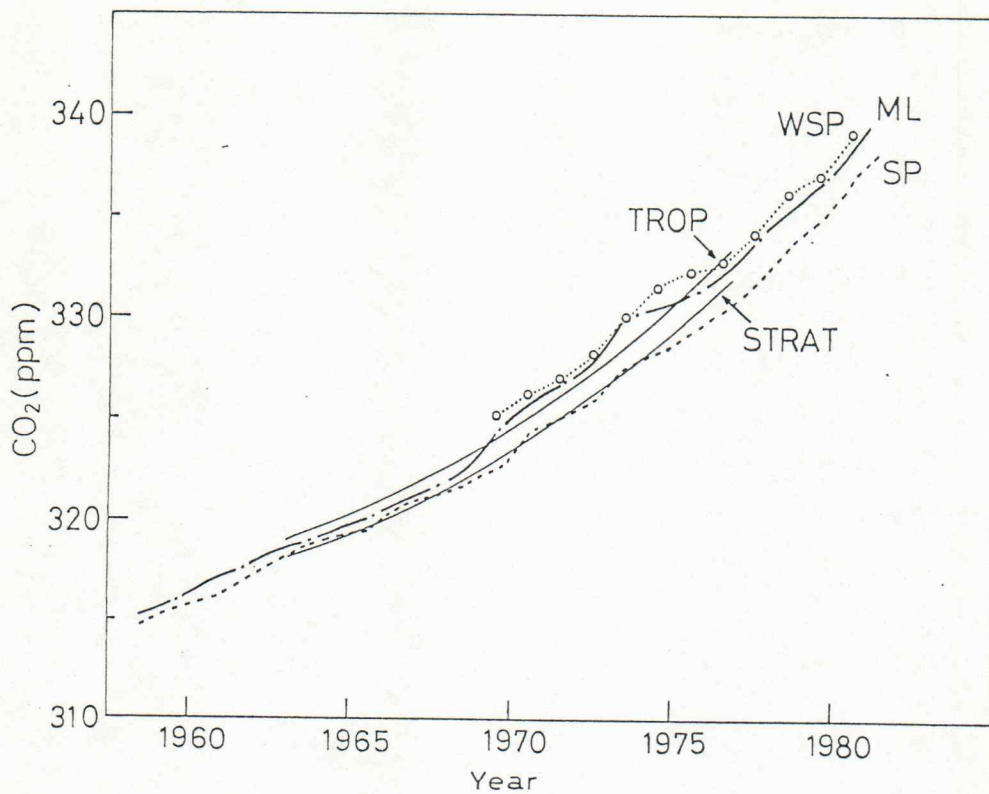


図1-1 化石燃料の消費による炭酸ガスの放出

(a):1860-1980,(b):1950-1980

(Rotty,1982 )

Mauna Loa, 南極点, Weathership Papa 及び北太平洋上空における二酸化炭素濃度の変化



Mauna Loa(●), 南極点(○), Weathership Papa(△)における大気中の二酸化炭素濃度の年増加率と化石燃料消費による二酸化炭素の年増加率(太い実線)。ただし大気残留量の割合を56%と仮定した。

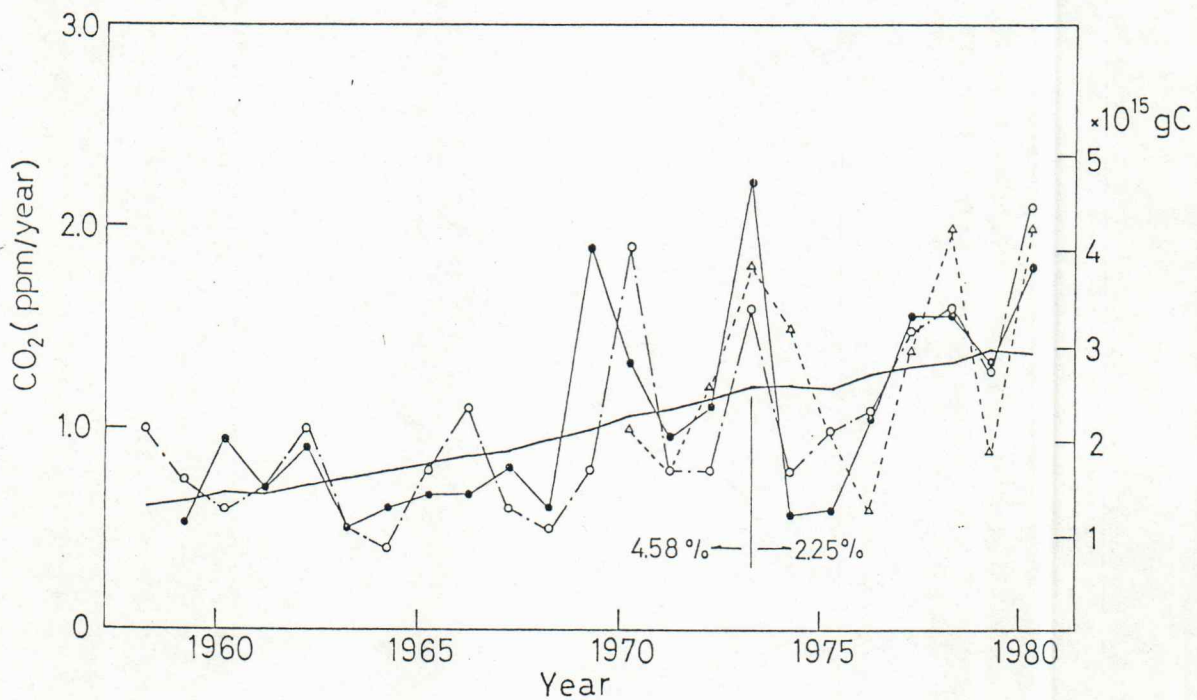
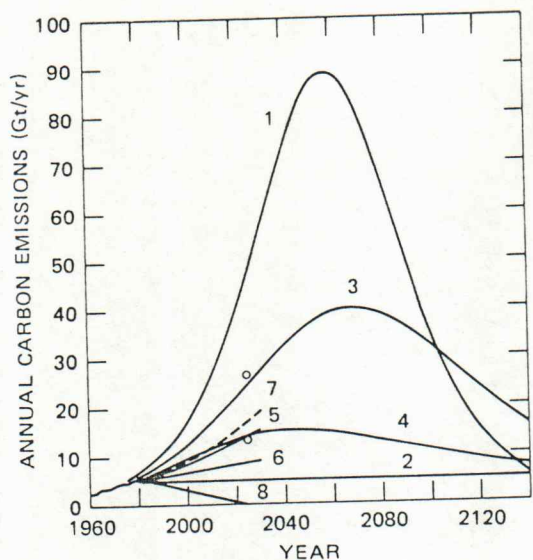


図1-2 炭酸ガス濃度およびその増加率の変化  
(中沢、1982)





Projected annual carbon emissions for various scenarios.

1. Siegenthaler & Oeschger (10) "upper limit"
2. Siegenthaler & Oeschger (10) "lower limit"
3. Keeling & Bacastow (9)
4. ORAU/IEA (Rotty & Marland) (4)
5. IIASA (13) High Scenario
6. IIASA (13) Low Scenario
7. IIASA High Scenario High-Coal Variant (Perry et al.) (29)
8. Lovins et al. (24)
- Perry & Landsberg (6)

図1-3 炭酸ガス放出に対するいくつかのシナリオ (Perry, 1982)

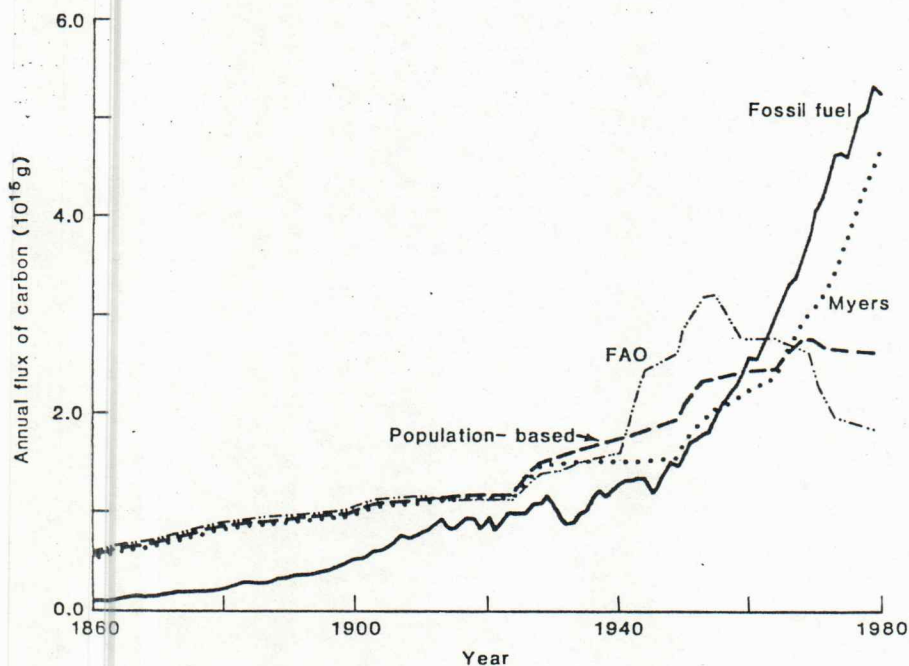


図1-4 生物起源の炭酸ガス放出の推定 (Woodwell et al., 1983)

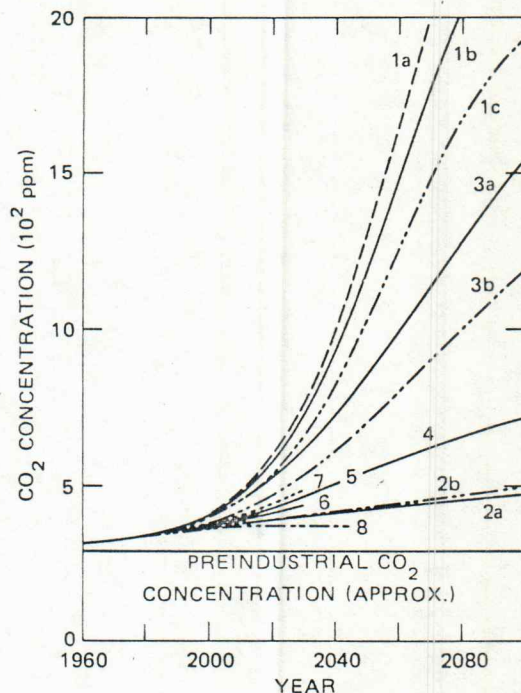


図1-5 炭酸ガス放出のシナリオに対する炭酸ガス濃度の予測 (Perry, 1982)

1. Siegenthaler & Oeschger (10) "upper limit"
  - a. biosphere growth factor  $\epsilon = 0$
  - b. biosphere growth factor  $\epsilon = 0.2$
  - c. airborne fraction (AF) = 0.55
2. Siegenthaler & Oeschger (10) "lower limit"
  - a.  $\epsilon = 0$
  - b.  $\epsilon = 0.2$ ; also, AF = 0.55
3. Keeling & Bacastow (9)
  - a. model result
  - b. AF = 0.55
4. ORAU/IEA (Rotty & Marland) (4) AF = 0.55
5. IIASA High Scenario (13) AF = 0.55
6. IIASA Low Scenario (13) AF = 0.55
7. IIASA High Scenario, High-Coal Variant (29) AF = 0.55
8. Lovins et al. (24) (fossil phaseout) AF = 0.55

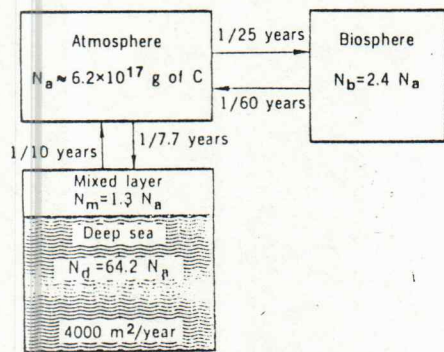


図1-6 炭素循環モデルの構造  
(Siegenthalter and Oeschger, 1978)

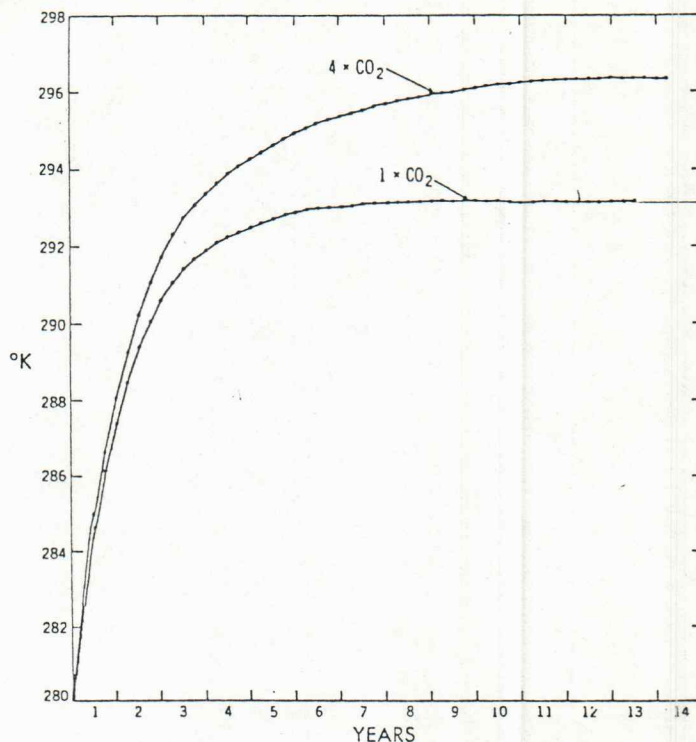


図1-7 Time variation of the global mean water temperature of the mixed layer ocean from  $1 \times \text{CO}_2$  and  $4 \times \text{CO}_2$  experiments. A 1-year running mean operator is applied to both curves.

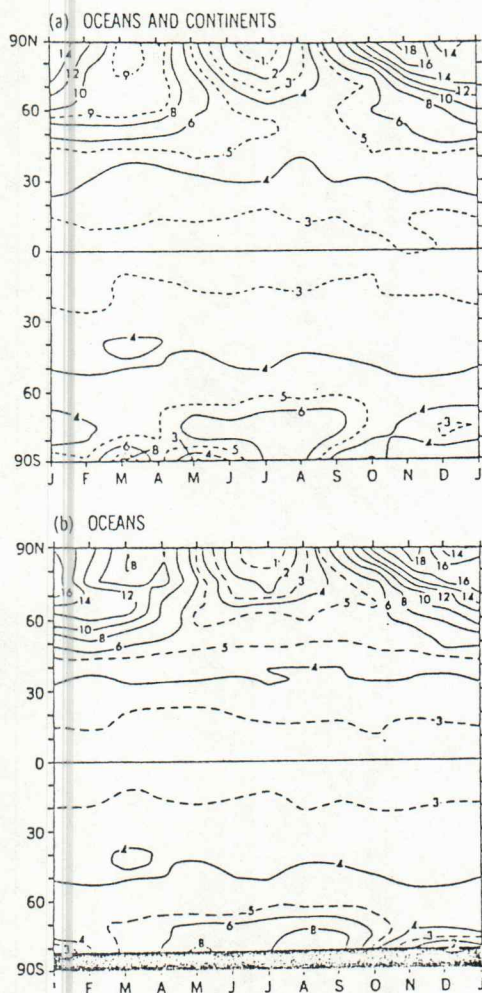


図1-9 Latitude-time distribution of zonal mean difference in surface air temperature (degrees Kelvin) between the  $4 \times \text{CO}_2$  and  $1 \times \text{CO}_2$  experiment. (a) Oceans and continents, (b) oceans, and (c) continents. The difference is computed at the lowest finite difference level located at about 70 m above the earth's surface.

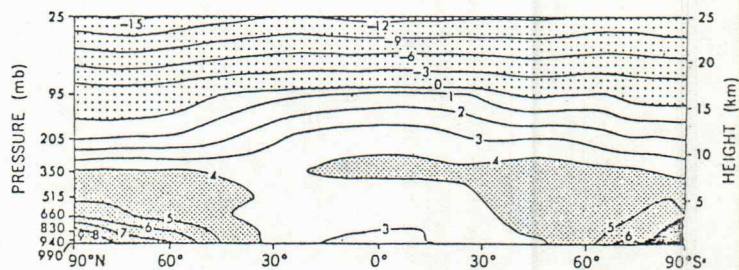
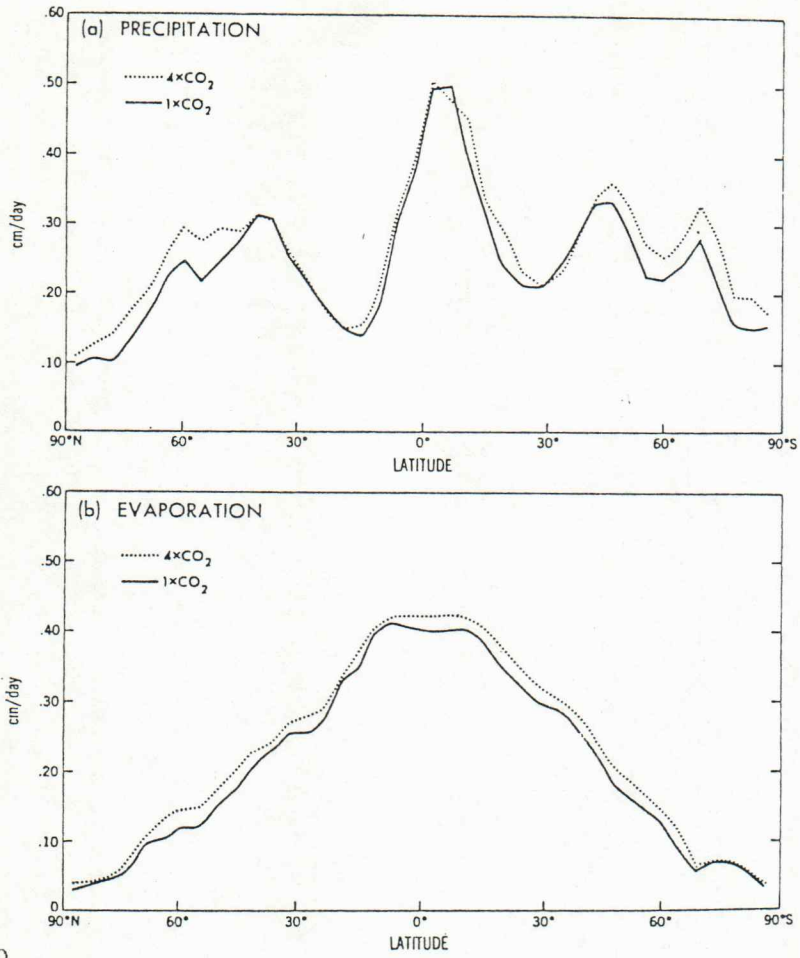
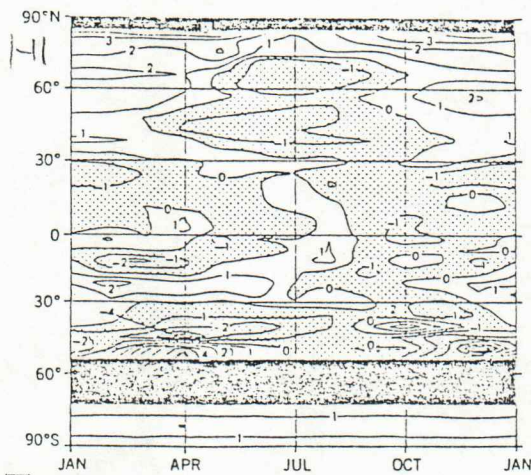


図1-8 Latitude height distribution of the zonal mean difference in annual mean temperature (degrees Kelvin) of the model atmosphere between the  $4 \times \text{CO}_2$  and  $1 \times \text{CO}_2$  experiment.

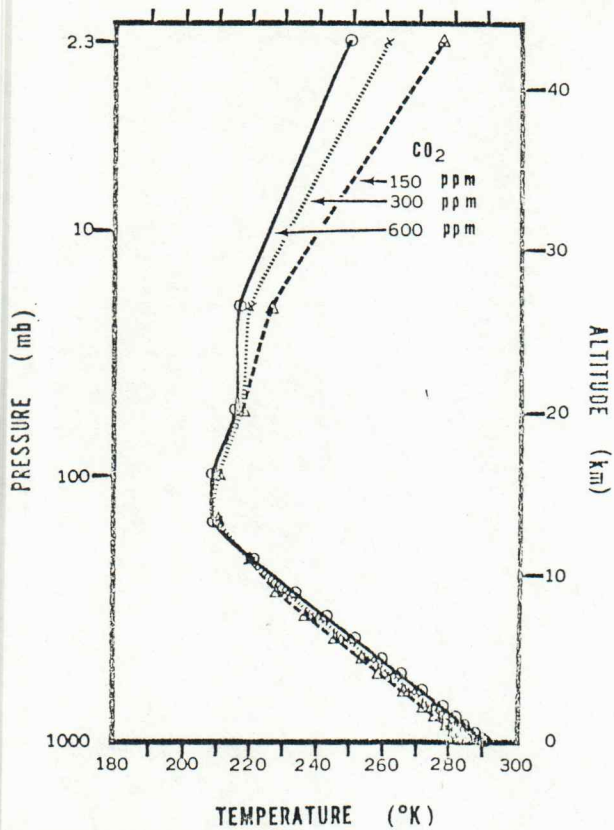




1-10 Latitudinal distributions of (a) zonal mean precipitation rate and (b) zonal mean evaporation rate in units of centimeters/day. Solid line and dotted line indicate the results from the  $4 \times \text{CO}_2$  and  $1 \times \text{CO}_2$  experiment, respectively.

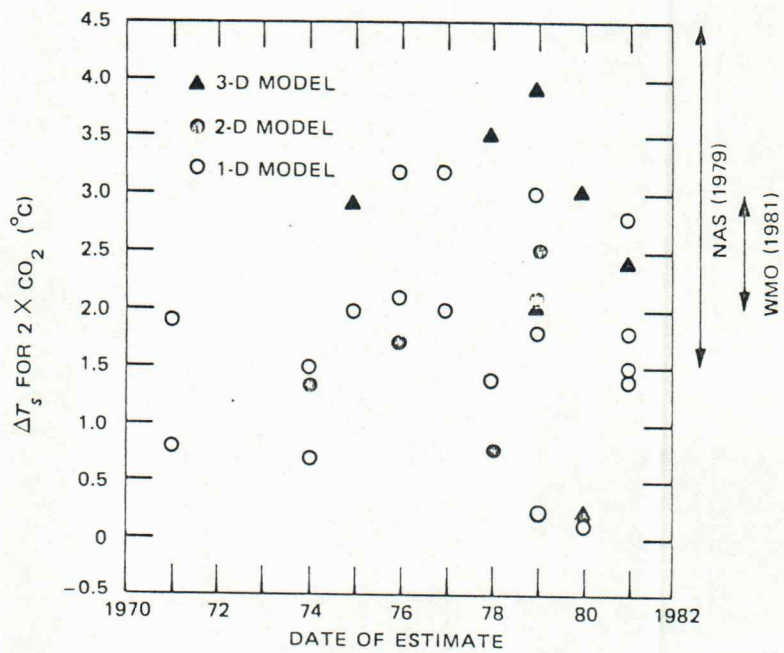


1-11 Latitude-time distribution of zonal mean difference in soil moisture (centimeters) over continents between the  $4 \times \text{CO}_2$  and  $1 \times \text{CO}_2$  experiments. Note that in this study, the field capacity of soil is assumed to be 15 cm everywhere.



1-12 Vertical distributions of temperature in radiative convective equilibrium for various values of  $\text{CO}_2$  content.

(Manabe and Wetherald, 1967)



1-13 炭酸ガス濃度倍増による気温上昇の予測

(Clark et al., 1982)



表1-1

Change of equilibrium temperature of the earth's surface corresponding to various changes of CO<sub>2</sub> content of the atmosphere.

Change of CO <sub>2</sub> content (ppm)	Fixed absolute humidity		Fixed relative humidity	
	Average cloudiness	Clear	Average cloudiness	Clear
300 → 150	-1.25	-1.30	-2.28	-2.80
300 → 600	+1.33	+1.36	+2.36	2.92

表 1-2 CO<sub>2</sub>濃度倍増による気温上昇の推定

Source <sup>a</sup>	ΔT <sub>s</sub> (°C)	Model Dimensions
Plass (1956)	3.7	1
Kaplan (1960)	1.7	1
Möller (1963)	9.6	1
Manabe and Wetherald (1967)	2.3	1
Manabe (1971)	1.9	1
Rasool and Schneider (1971)	0.8	1
Ramanathan (1974)	1.5	1
Sellers (1974)	1.3	2
Weare and Snell (1974)	0.7	1
Manabe and Wetherald (1975)	2.9	3
Schneider (1975)	2.9	1
Temkin and Snell (1976)	1.7	2
Wang et al. (1976)-FTT	3.2 <sup>b</sup>	1
Wang et al. (1976)-FTA	2.1 <sup>b</sup>	1
Augustsson and Ramanathan (1977)-FTT	3.2	1
Augustsson and Ramanathan (1977)-FTA	2.0	1
Hansen (1978)	3.5	3
Ohring and Adler (1978)	0.8	2
Rowntree and Walker (1978)	1.4	1
Haigh and Pyle (1979)	2.5 <sup>b</sup>	2
Hansen (1979)	3.9	3
Hunt and Wells (1979)	1.8	1
MacDonald et al. (1979)	2.4	2
Manabe and Stouffer (1979)	2.0 <sup>c</sup>	3
Newell and Dopplick (1979)	0.25	1
Potter (1979)	2.1 <sup>b</sup>	2
Ramanathan et al. (1979)	3.0	1
Gates and Cook (1980)	0.2	3
Idso (1980)	0.1	na
Manabe and Wetherald (1980)	3.0	3
Cess and Goldenberg (1981)	1.5-1.8	1
Hansen et al. (1981)-FTT	2.8	1
Hansen et al. (1981)-FTA	1.4	1
Wetherald and Manabe (1981)	2.4 <sup>c</sup>	3

<sup>a</sup>Full citations are given in reference 32.

<sup>b</sup>Approximate.

<sup>c</sup>Half of 4 × CO<sub>2</sub> result.

FTA = Fixed cloud top altitude.

FTT = Fixed cloud top temperature.

na = Not applicable.

表2-1 オゾンの吸収断面積

波長(nm)	吸収断面積(cm <sup>2</sup> )
200	2.9E-19
210	4.5E-19
220	1.9E-18
230	4.6E-18
240	8.0E-18
250	10.8E-18
260	10.7E-18
270	7.8E-18
280	3.7E-18
290	1.3E-18
300	4E-19
315	6.5E-20
450	2E-22
500	1.0E-21
550	3.3E-21
600	4.7E-21
650	2.7E-21
700	9E-22
750	3E-22



表2-2 水蒸気の吸収に対する経験式のパラメータ

吸収帯	c	k	C	D	K	Ac	$\Delta\nu$
0.94	38	0.27	-135	230	125	200	1400
1.1	31	.26	-292	345	180	200	1000
1.38	163	0.30	202	460	198	350	1500
1.87	152	0.30	127	232	144	257	1100
2.7	316	0.32	337	246	150	200	1000
3.2	40.2	0.30	-144	295	151	500	540

表2-3 指数関数の和による近似の係数

band	Used in this study		Liou and Sasamori	
	k	w	k	w
0.94	19.53	.0058	8.186	.0000
	2.020	.1189	1.0944	.0031
	.2415	.0310	.1722	.0674
	.0218	.1867	.0205	.1668
	.0003	.7646	.0003	.7627
1.1	19.48	.0090	8.192	.0000
	1.981	.0190	1.055	.0012
	.2143	.0558	.1514	.0867
	.0176	.3000	.0208	.3040
	.0011	.6161	.0011	.6081
1.38	20.16	.0340	11.08	.0065
	2.504	.0551	1.809	.1233
	.2740	.2877	.2600	.2518
	.0365	.2506	.0364	.2462
	.0042	.3727	.0042	.3722
1.87	18.70	.0284	11.47	.0075
	1.736	.0586	1.874	.1015
	.2494	.2138	.2386	.1943
	.0226	.2328	.0225	.2308
	.0008	.4663	.0008	.4661
2.7	57.97	.0480	40.19	.0306
	4.758	.1379	6.430	.1673
	.7594	.2462	.7439	.2354
	.0753	.2484	.0752	.2473
	.0062	.3194	.0062	.3193
3.2	58.56	.0124	23.73	.0000
	6.025	.0258	1.625	.0139
	.6930	.0705	.6186	.0450
	.0833	.2111	.1291	.2802
	.0136	.6802	.0138	.6619

表 2-4

冬季中緯度大気モデル					
高度 (km)	気圧 (mb)	温度 (K)	密度 ( $g\ m^{-3}$ )	水蒸気 ( $g\ m^{-3}$ )	オゾン ( $g\ m^{-3}$ )
0	1.018E+03	272.2	1.301E+03	3.5E+00	6.0E-05
1	8.973E+02	268.7	1.162E+03	2.5E+00	5.4E-05
2	7.897E+02	265.2	1.037E+03	1.8E+00	4.9E-05
3	6.938E+02	261.7	9.230E+02	1.2E+00	4.9E-05
4	6.081E+02	255.7	8.282E+02	6.6E-01	4.9E-05
5	5.313E+02	249.7	7.411E+02	3.8E-01	5.8E-05
6	4.627E+02	243.7	6.614E+02	2.1E-01	6.4E-05
7	4.016E+02	237.7	5.886E+02	8.5E-02	7.7E-05
8	3.473E+02	231.7	5.222E+02	3.5E-02	9.0E-05
9	2.992E+02	225.7	4.619E+02	1.6E-02	1.2E-04
10	2.568E+02	219.7	4.072E+02	7.5E-03	1.6E-04
11	2.199E+02	219.2	3.496E+02	6.9E-03	2.1E-04
12	1.882E+02	218.7	2.999E+02	6.0E-03	2.6E-04
13	1.610E+02	218.2	2.572E+02	1.8E-03	3.0E-04
14	1.378E+02	217.7	2.206E+02	1.0E-03	3.2E-04
15	1.178E+02	217.2	1.890E+02	7.6E-04	3.4E-04
16	1.007E+02	216.7	1.620E+02	6.4E-04	3.6E-04
17	8.610E+01	216.2	1.388E+02	5.6E-04	3.9E-04
18	7.350E+01	215.7	1.188E+02	5.0E-04	4.1E-04
19	6.280E+01	215.2	1.017E+02	4.9E-04	4.3E-04
20	5.370E+01	215.2	8.690E+01	4.5E-04	4.5E-04
21	4.580E+01	215.2	7.421E+01	5.1E-04	4.3E-04
22	3.910E+01	215.2	6.338E+01	5.1E-04	4.3E-04
23	3.340E+01	215.2	5.415E+01	5.4E-04	3.9E-04
24	2.860E+01	215.2	4.624E+01	6.0E-04	3.6E-04
25	2.430E+01	215.2	3.950E+01	6.7E-04	3.4E-04
30	1.110E+01	217.4	1.783E+01	3.6E-04	1.9E-04
35	5.180E+00	227.8	7.924E+00	1.1E-04	9.2E-05
40	2.530E+00	243.2	3.625E+00	4.3E-05	4.1E-05
45	1.290E+00	258.5	1.741E+00	1.9E-05	1.3E-05
50	6.820E-01	265.7	8.954E-01	6.3E-06	4.3E-06
70	4.670E-02	230.7	7.051E-02	1.4E-07	8.6E-08
100	3.000E-04	210.2	5.000E-04	1.0E-09	4.3E-11





図2-1 Howard et al(2-15), Liou and Sasamori(2-17),  
および(2-19)式による吸収率の比較

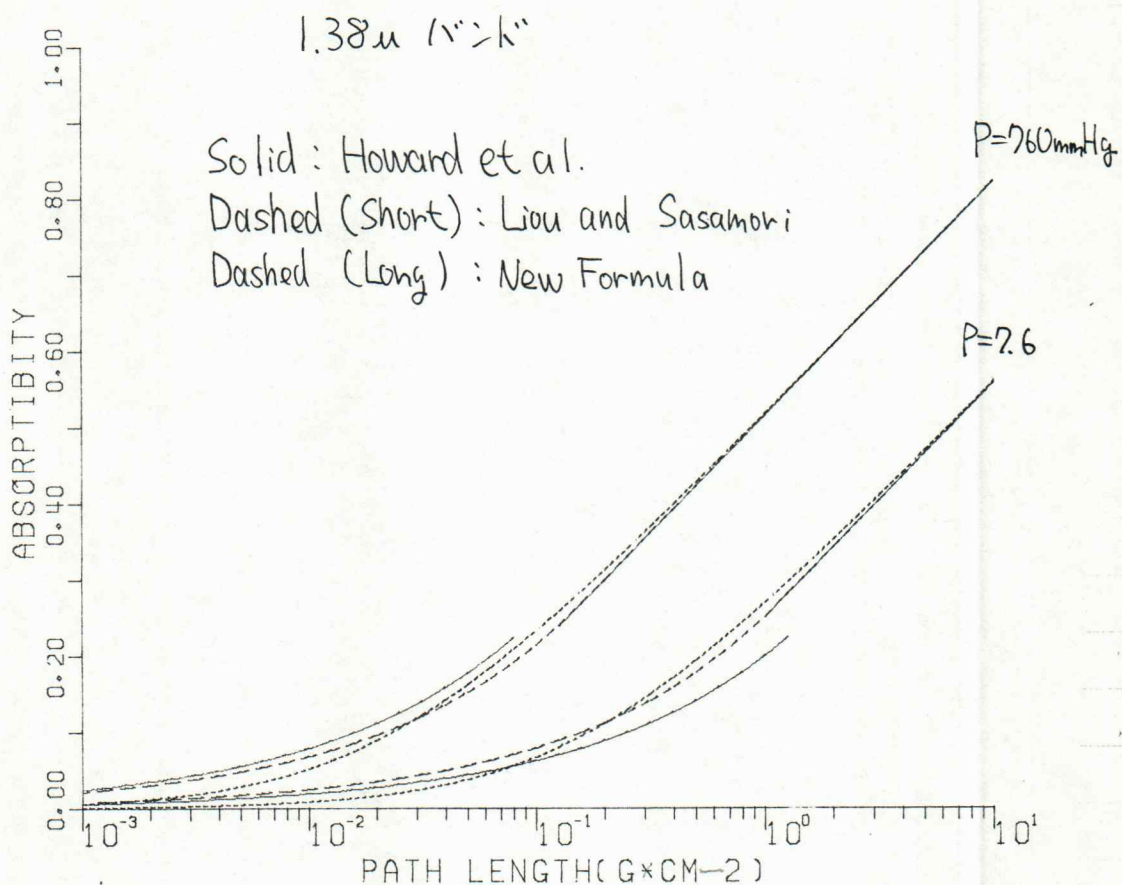




図2-2 オゾンの太陽光に対する吸収率

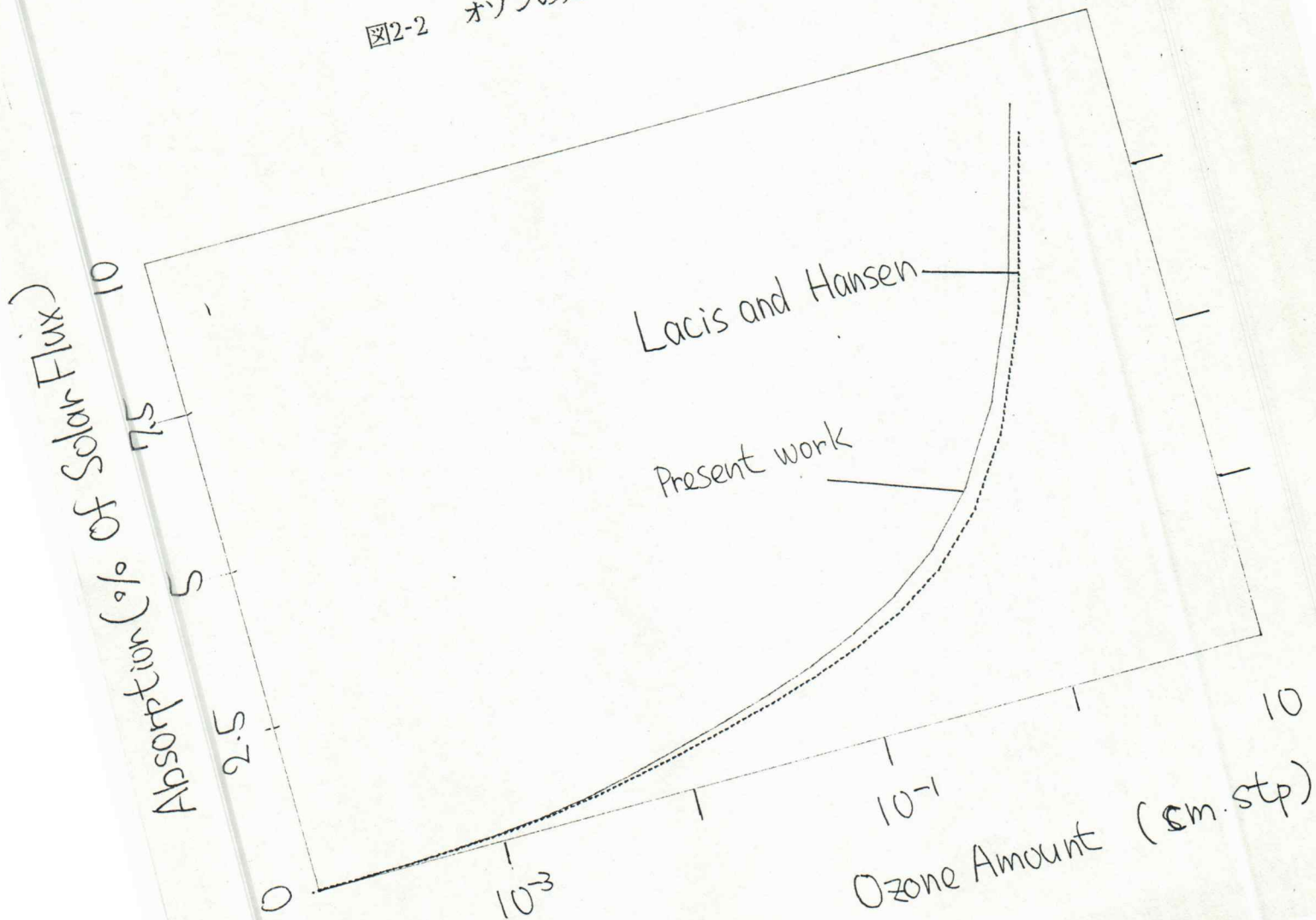
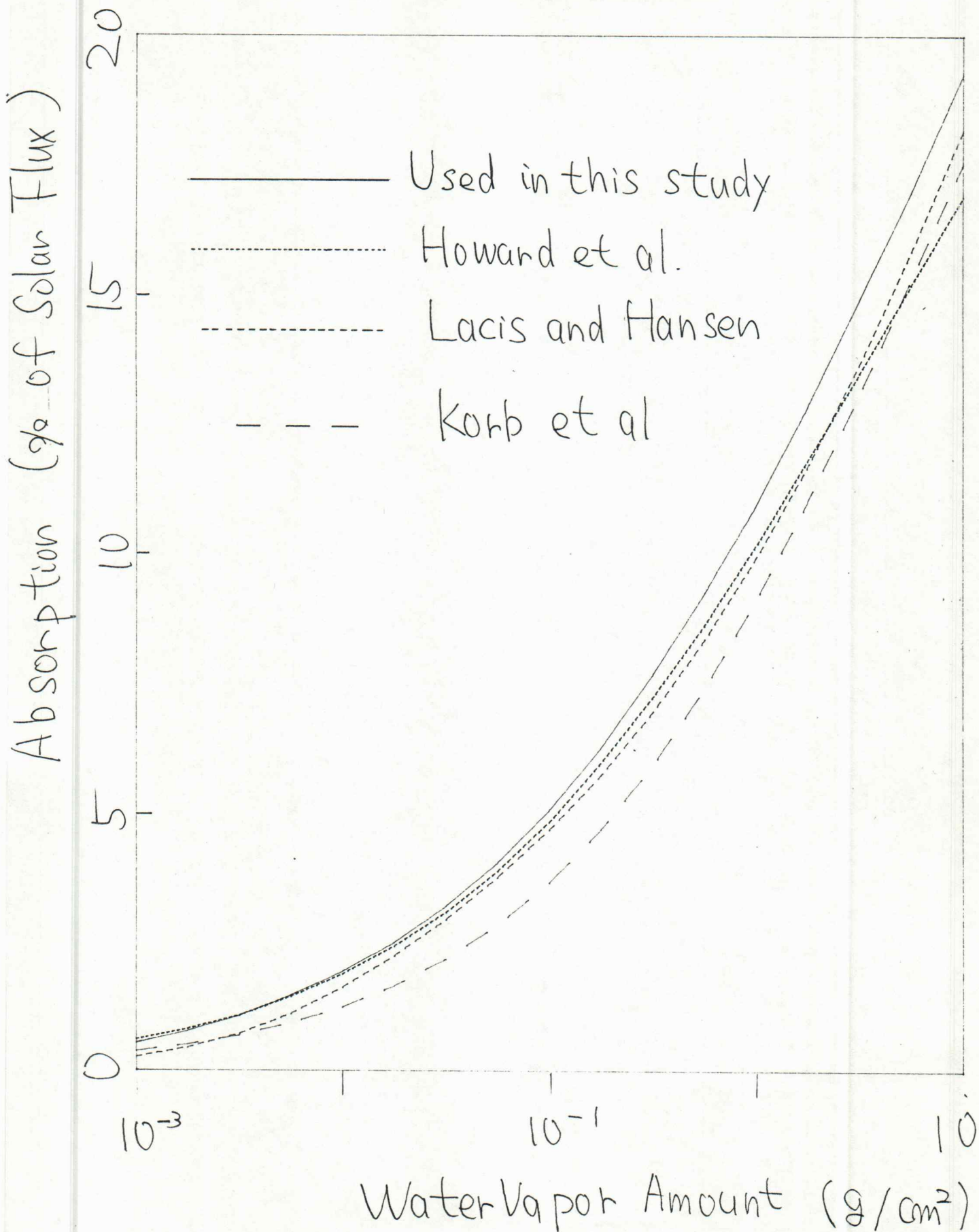
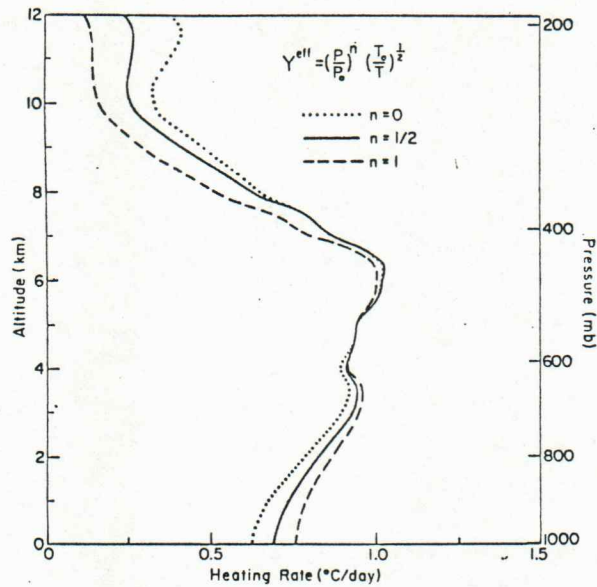


図2-3 水蒸気の太陽光に対する吸収率







The effect of pressure scaling on the heating rate in a clear sky. The solar zenith angle is  $\theta_0 = 60^\circ$  and the standard atmosphere and water vapor distribution of McClatchey *et al.* (1972) are assumed. The computations use Yamamoto's absorptivity (21). The ground albedo is  $R_0 = 0.07$ .

図2-4. 圧力補正の値が与える

加熱率の变化

:  $n=0$  : Yamamoto の値 をそのまま用いる

$n=0.5, 1$  :  $\pm$  して Pressure Scaling による

圧力補正を行う。

図2-5a 冬期中緯度大気モデルにおける大気の加熱率  
 太陽天頂角60、地表アルbedo 0.1

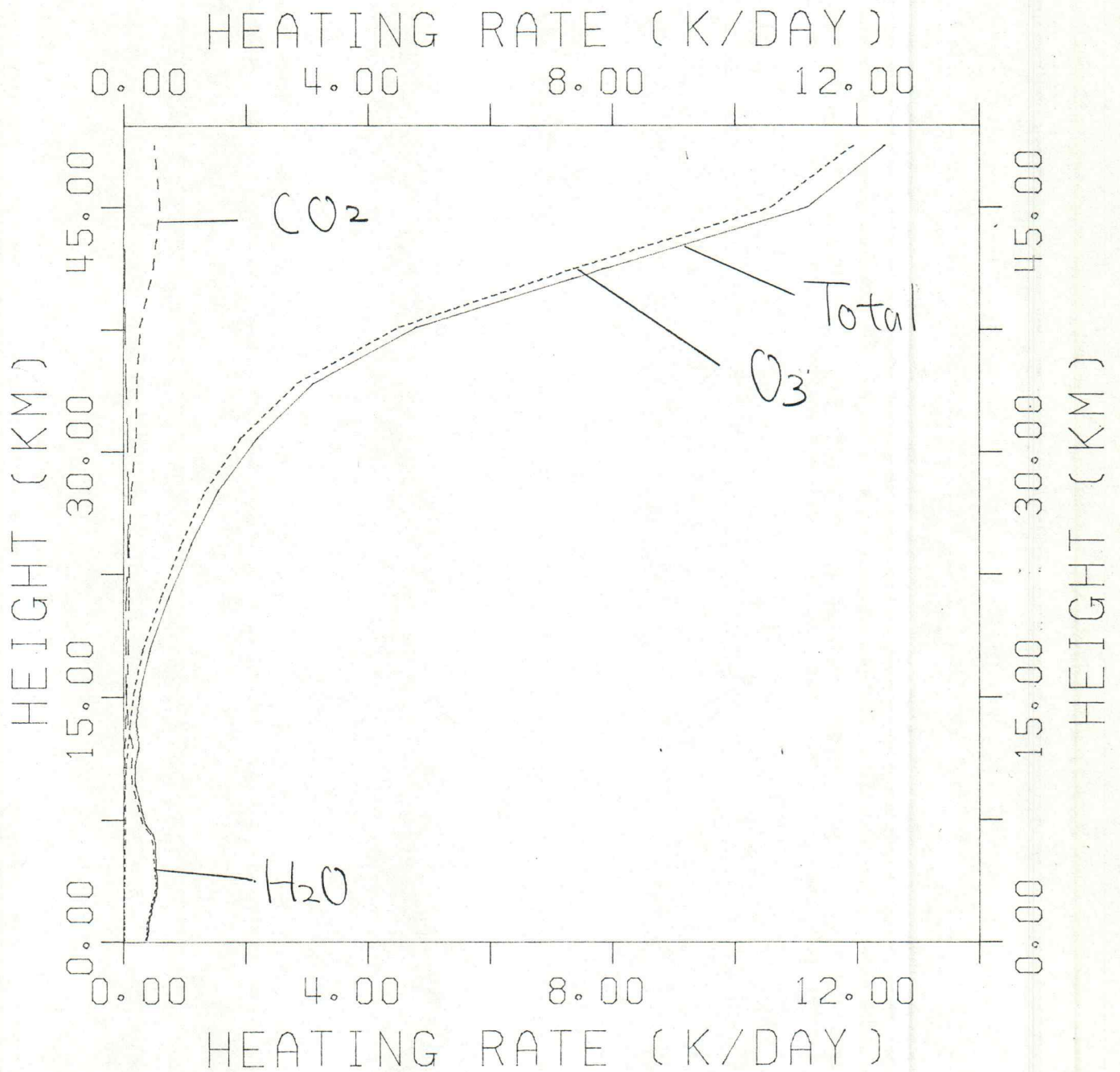
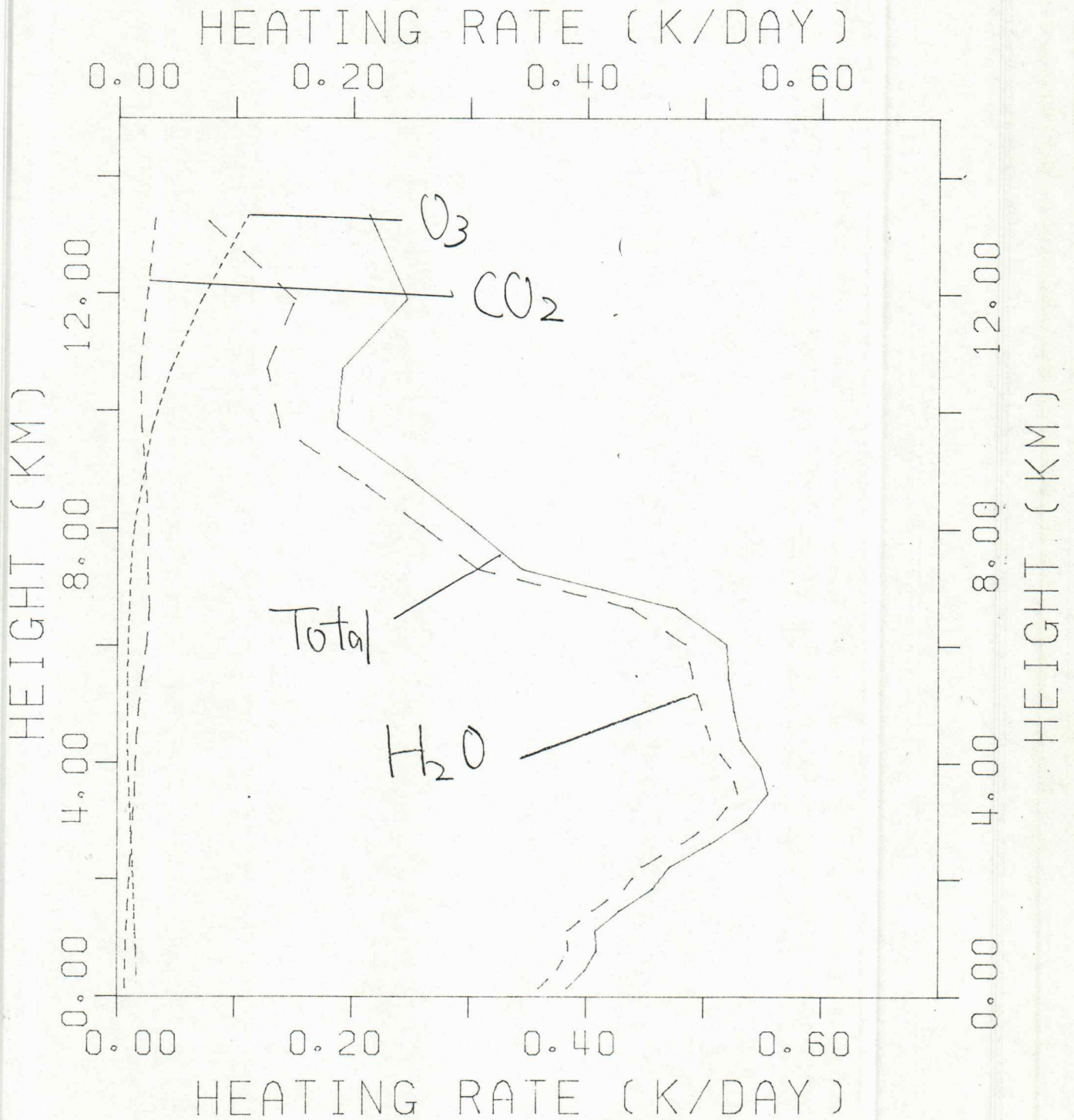
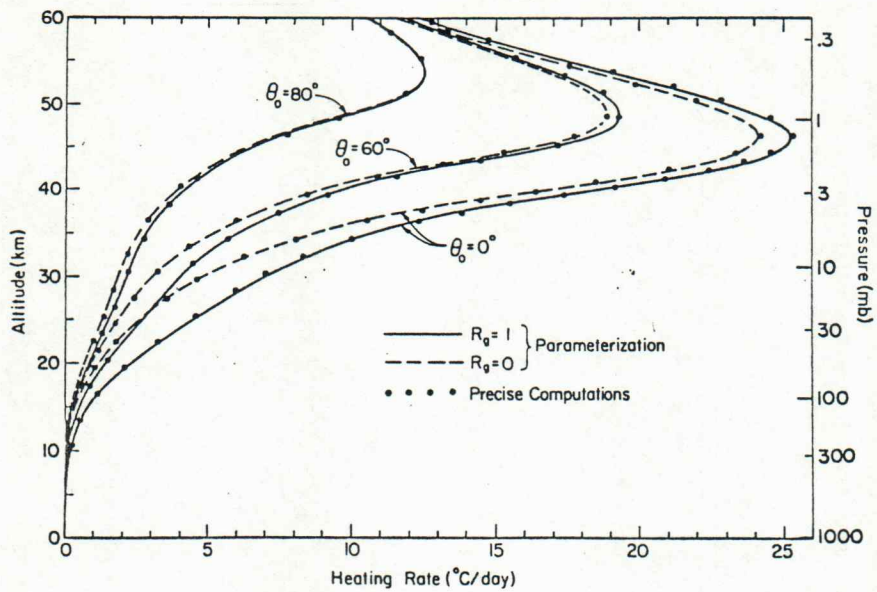




図2-5b 冬期中緯度大気モデルにおける大気の加熱率  
 aと同じ、ただし対流圏の拡大図





Heating rate due to absorption of solar radiation by ozone, for three values of the solar zenith angle  $\theta_0$ , and two values of the ground albedo  $R_g$ . The ozone distribution is that given by (17) with  $a=0.4$  cm,  $b=20$  km and  $c=5$  km.

図 2-6 Lacis and Hansen (1974) 254

オゾンによる加熱率の推定

(日照時間と雲の量、値が表おのたより  
 大きい。比較のためにはこの値を 1/2 とする必要がある)



図2-7a エアロゾルによる加熱率の変化 太陽天頂角 60°  
冬期中緯度大気モデル 地表アルベド 0.1  
Toon らのエアロゾル標準モデル

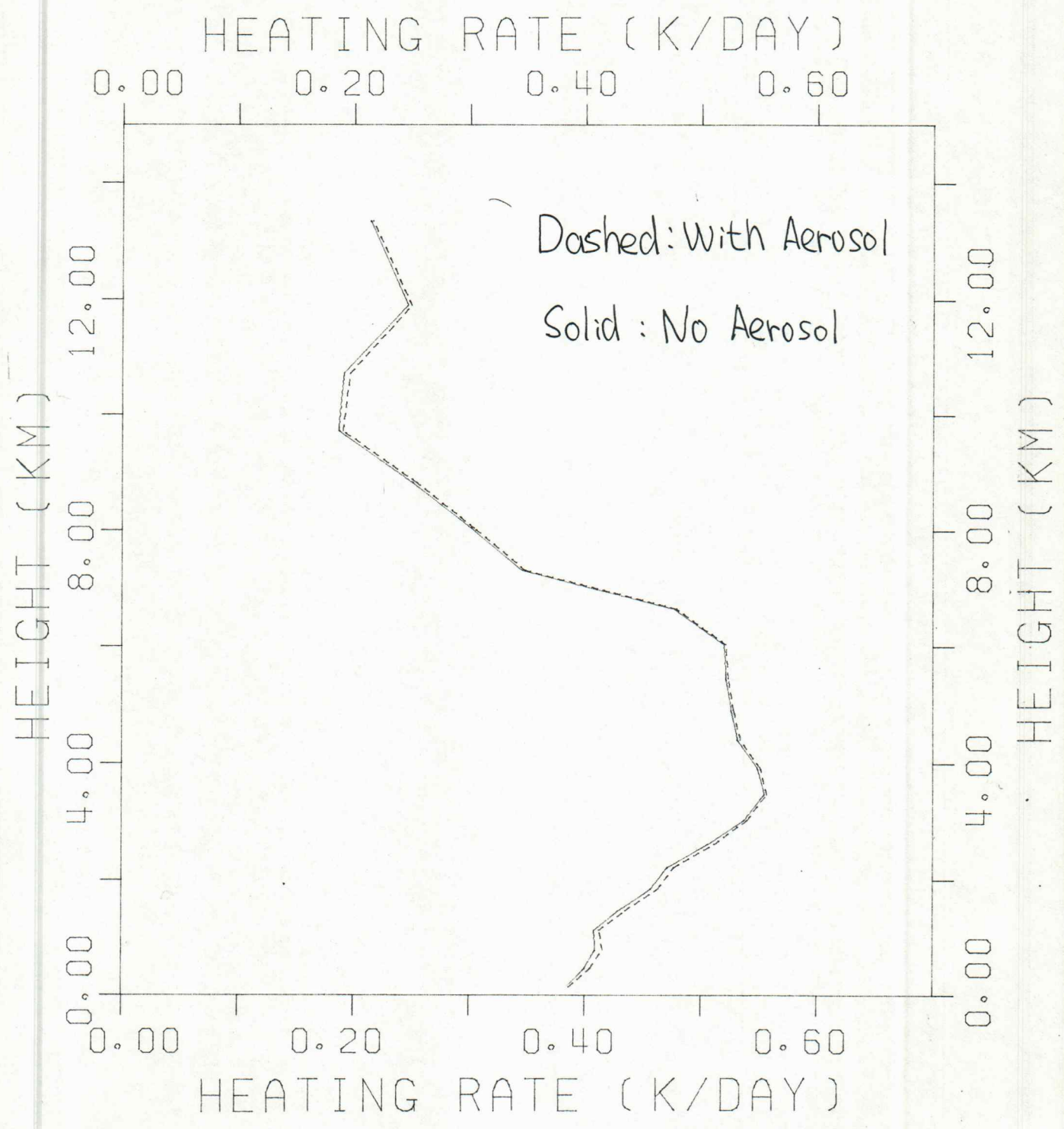
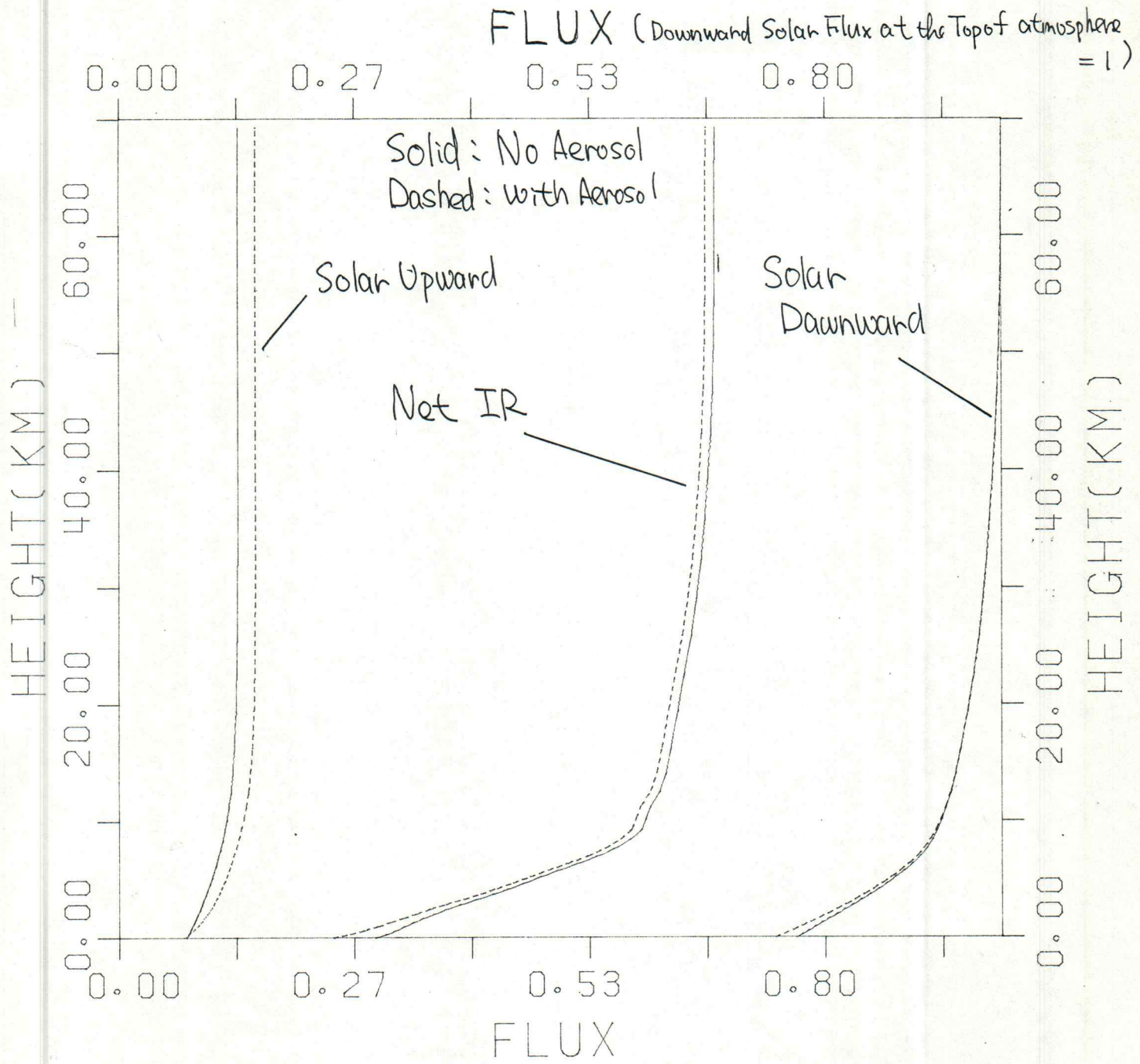
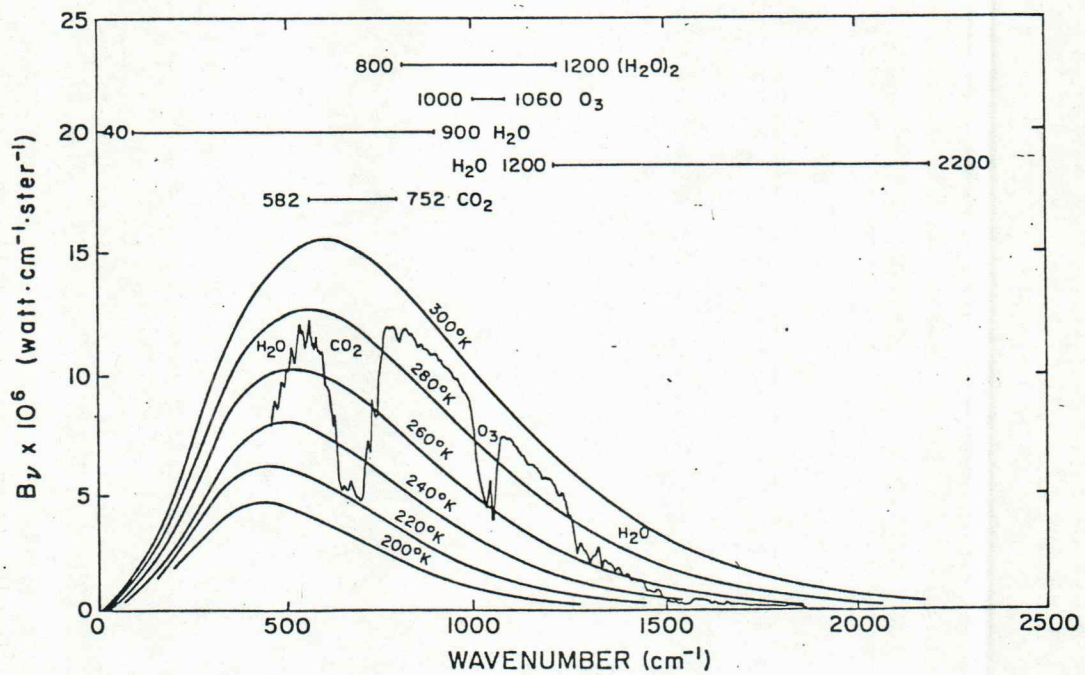


図2-7b エアロゾルによる放射フラックスの変化  
 条件は図2-7aと同じ







The atmospheric absorption bands considered in this study. Also shown is an actual atmospheric emission spectrum taken by the IRIS instrument over the tropics.

☒ 2-8

但し あれは、CO<sub>2</sub>とオゾンに対し、  
 ここに示されているものも同様のバリエーションを考えている。  
 (表-2-5に我々の値が示されている)

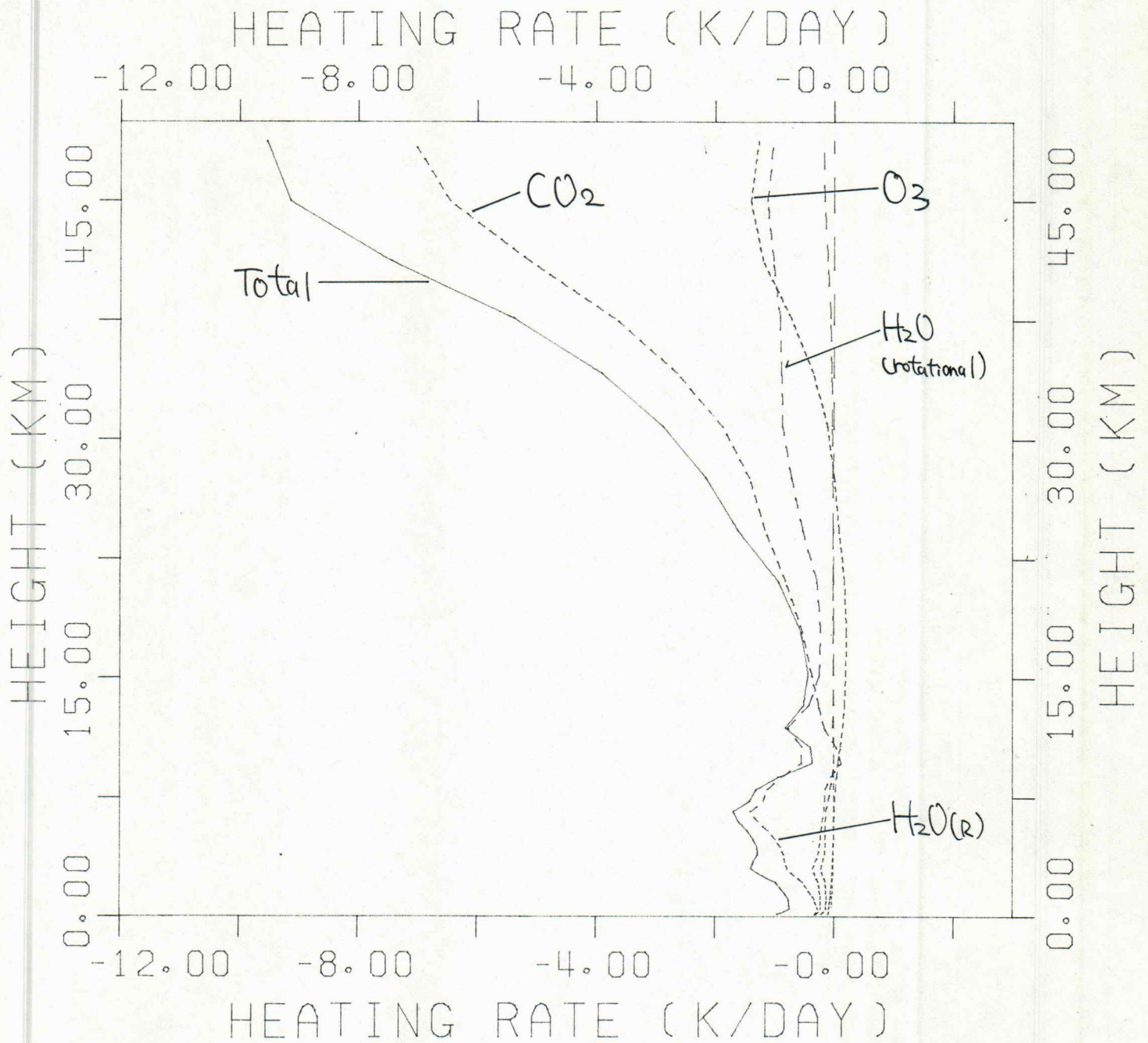


図 2-9. 赤外放射による冷却率. 冬期中緯度大気モデル





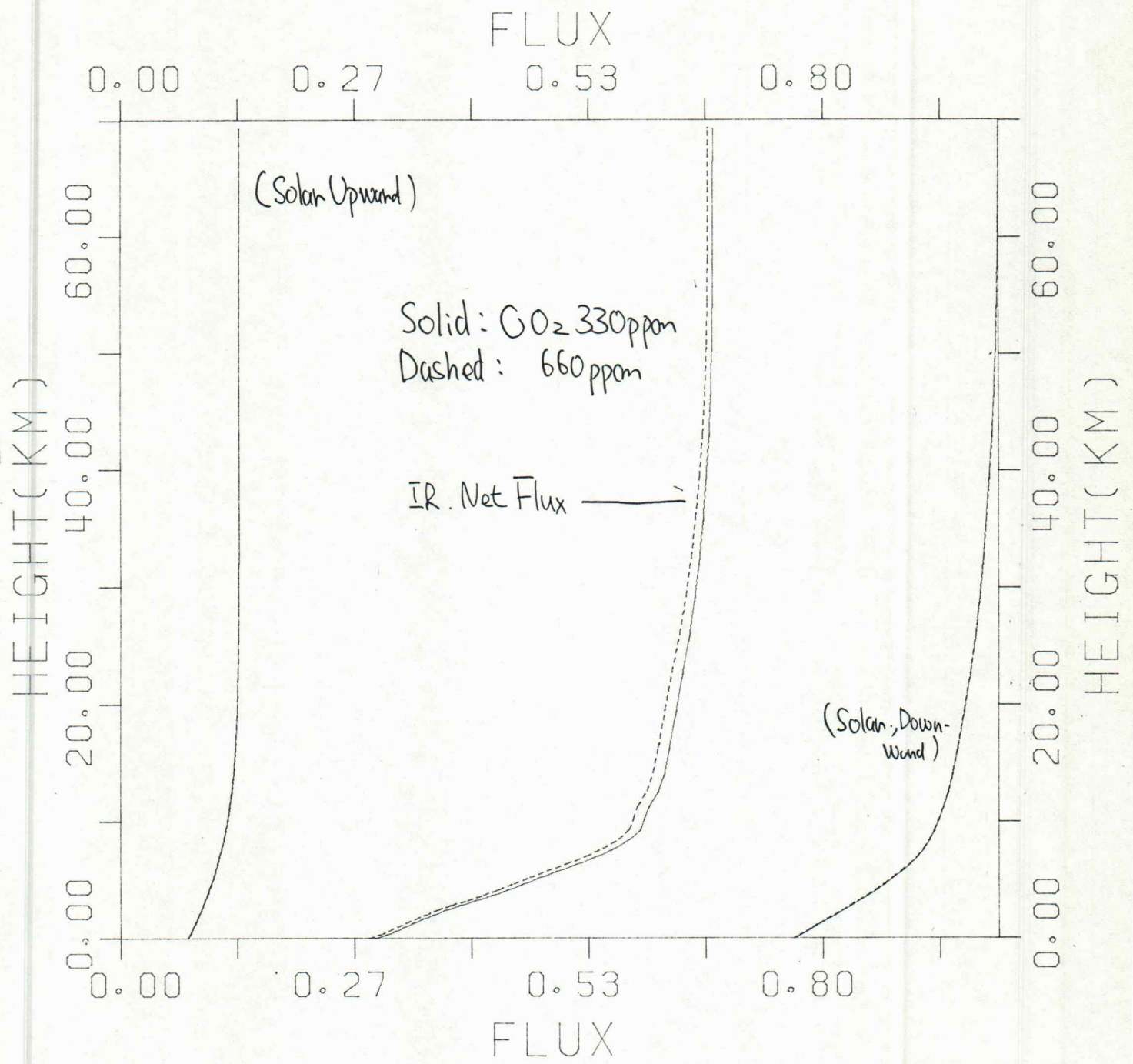


図 2-11 CO<sub>2</sub> 濃度変化による  
赤外放射 トラップの変化



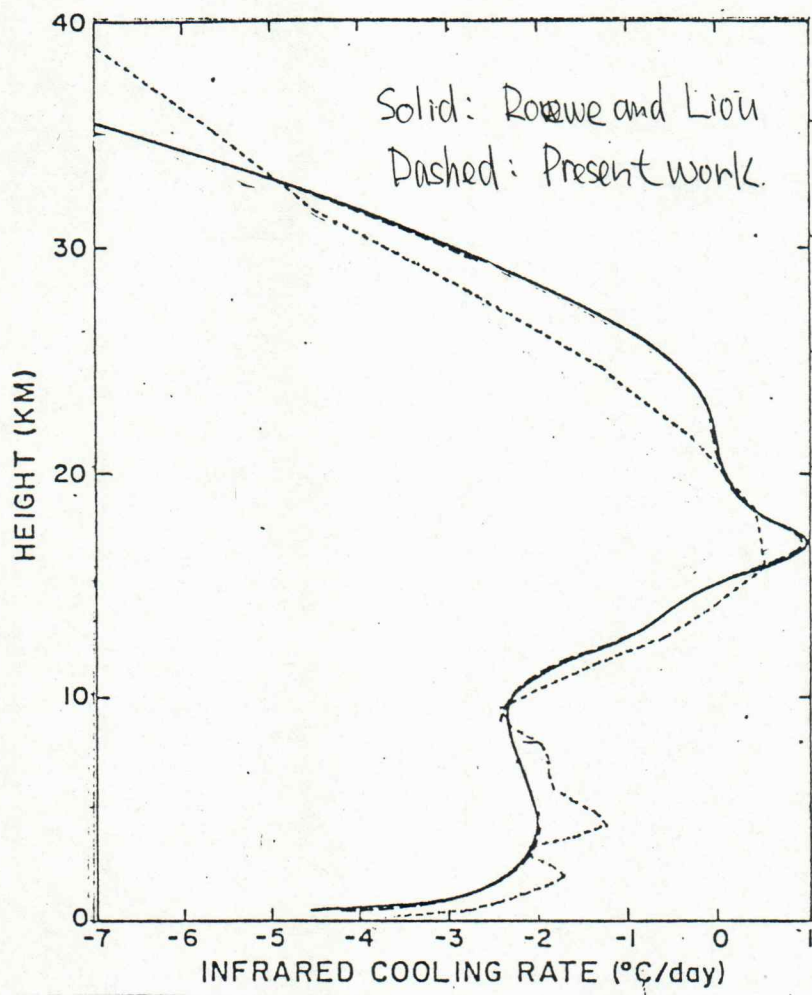


図 2-12 . Rowe と Liou の 結果 の 比較  
(熱帯大気モデル)

表3-1 炭酸ガス濃度の変化による気温変化

Change in CO2	FAH	FRH	
	clear	with cloud	clear
330->660	+1.47	+1.95	+2.66
330->165	-----	-1.92	-----

表3-2 いくつかの一次元モデルの応答特性の比較

これは、地表気温のパラメータ $x$ に対する感度を、 $dT/(dx/x)$ の形でしめしている。

	Present work	Ramanathan	Coakley	Manabe-Wetherald	Wang
Solar constant	105	108.9	103.5	100.0	102.6
Lapse rate	21.4	23.8	22.4	32.5	21.3
Cloud top height	13.7	11.0	15.1	17.5	----
Cloud amount	-11.2	-10.2	-11.2	----	----
Surface relative humidity	5.6	6.1	5.6	6.7	10.0
Ground albedo	-6.54	-4.9	-7.9	-14.0	----
Stratospheric ozone	1.48	0.56	0.85	0.32	0.39

CO<sub>2</sub> の感度  
Sensitivity  
high

表3-3 エアロゾルの効果

	No Aerosol	Standard Aerosol	Aerosol in Solar Region only
Present Result	T	289.79	289.60
	$\Delta T$		-0.19
Charlock & Sellers	T	291.9	290.4
	$\Delta T$		-1.5



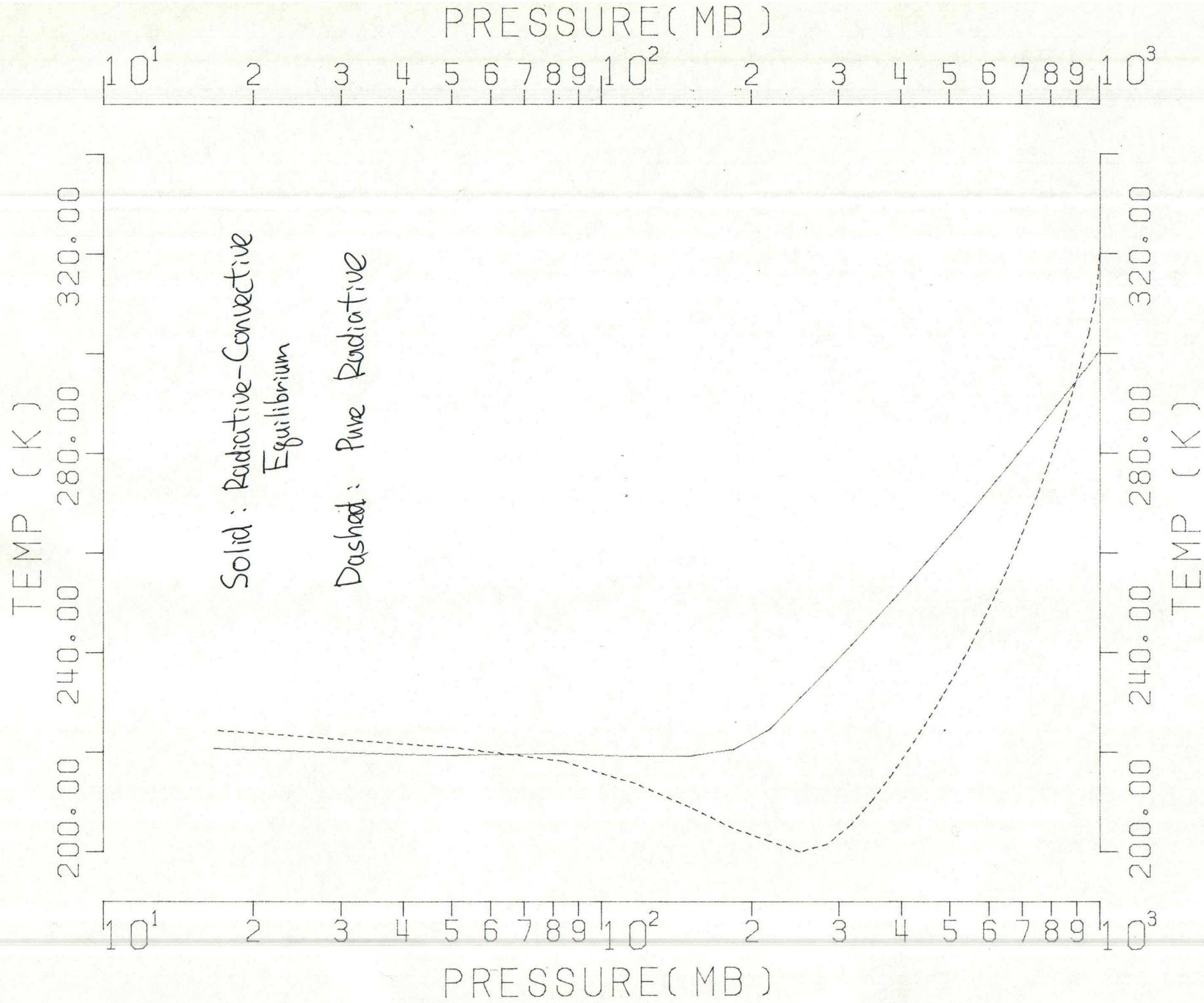
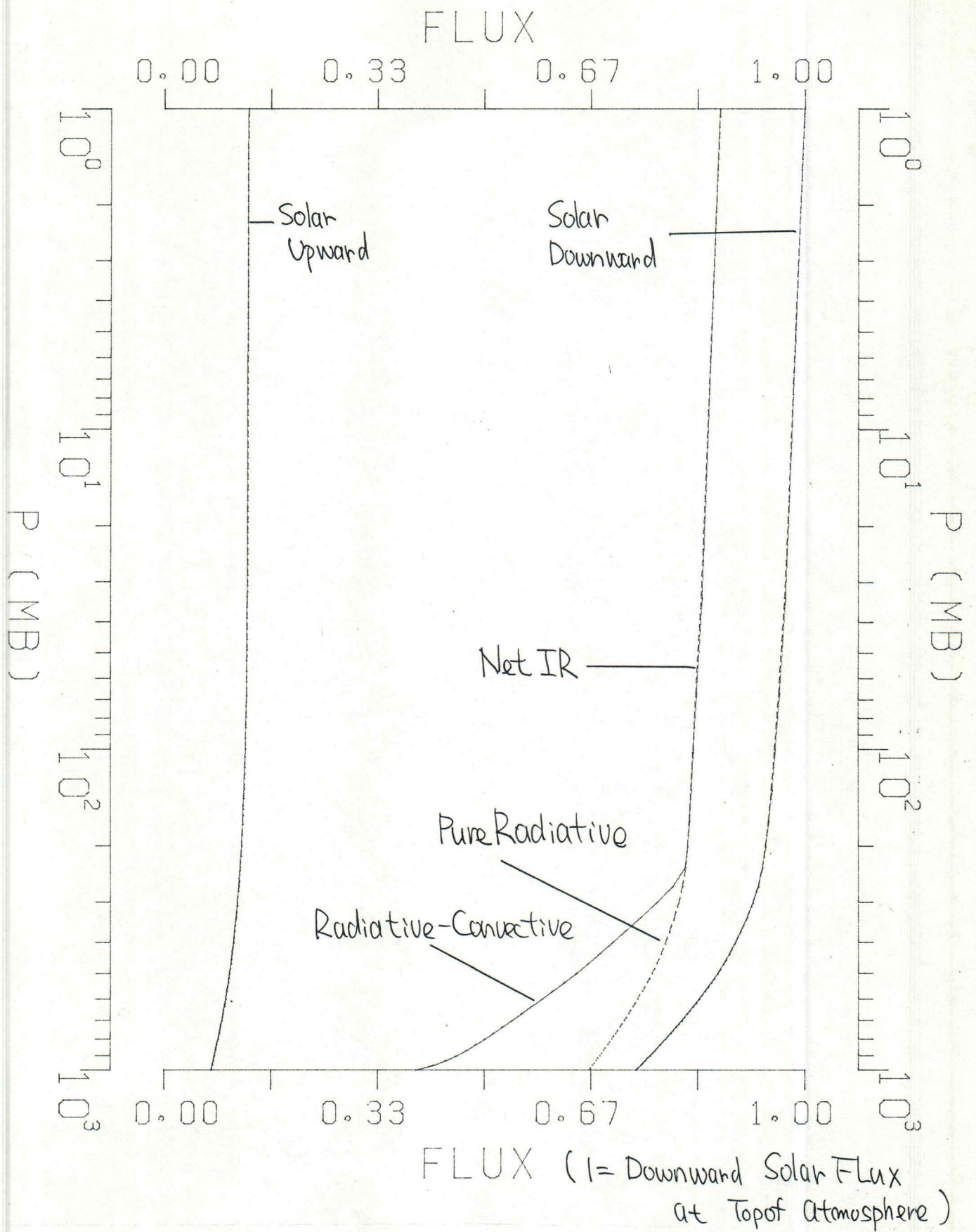
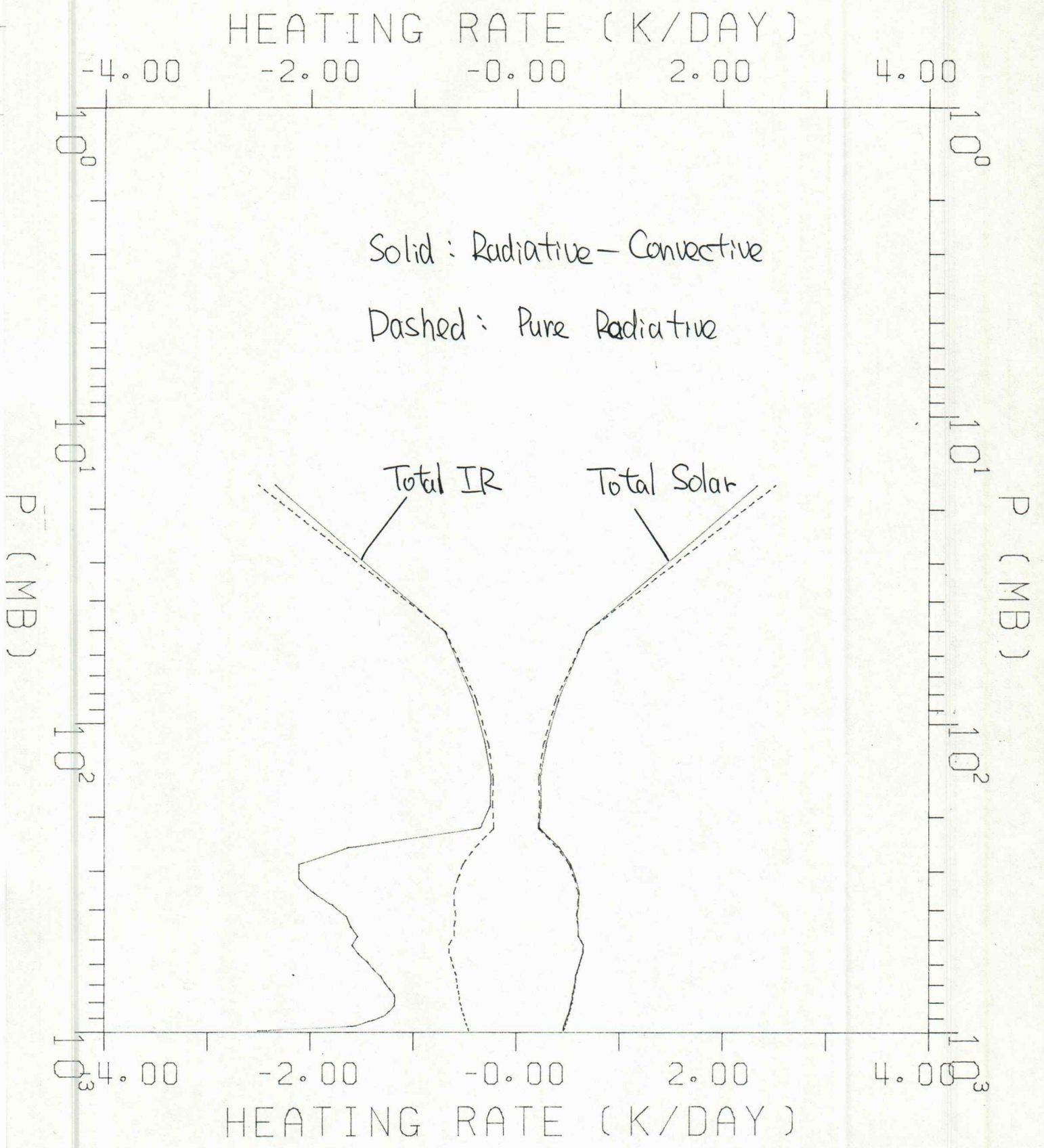


图3-1. 辐射平衡与对流-辐射平衡



☒3-2. ☒3-1a の 4-22 の 放射 75, 72





☒ 3-3, ☒ 3-1 a 4-220a 加熱率 / 冷却率分布

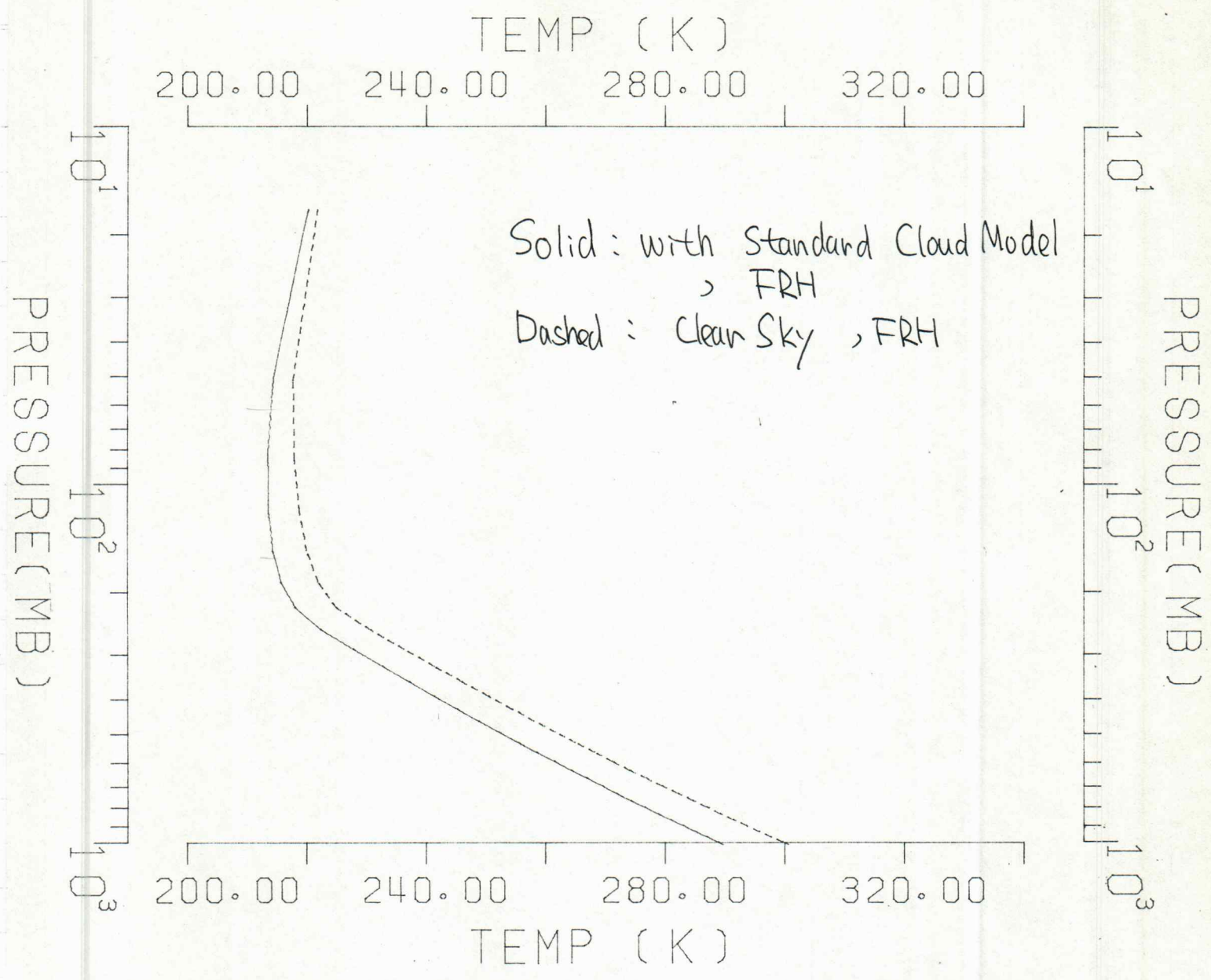
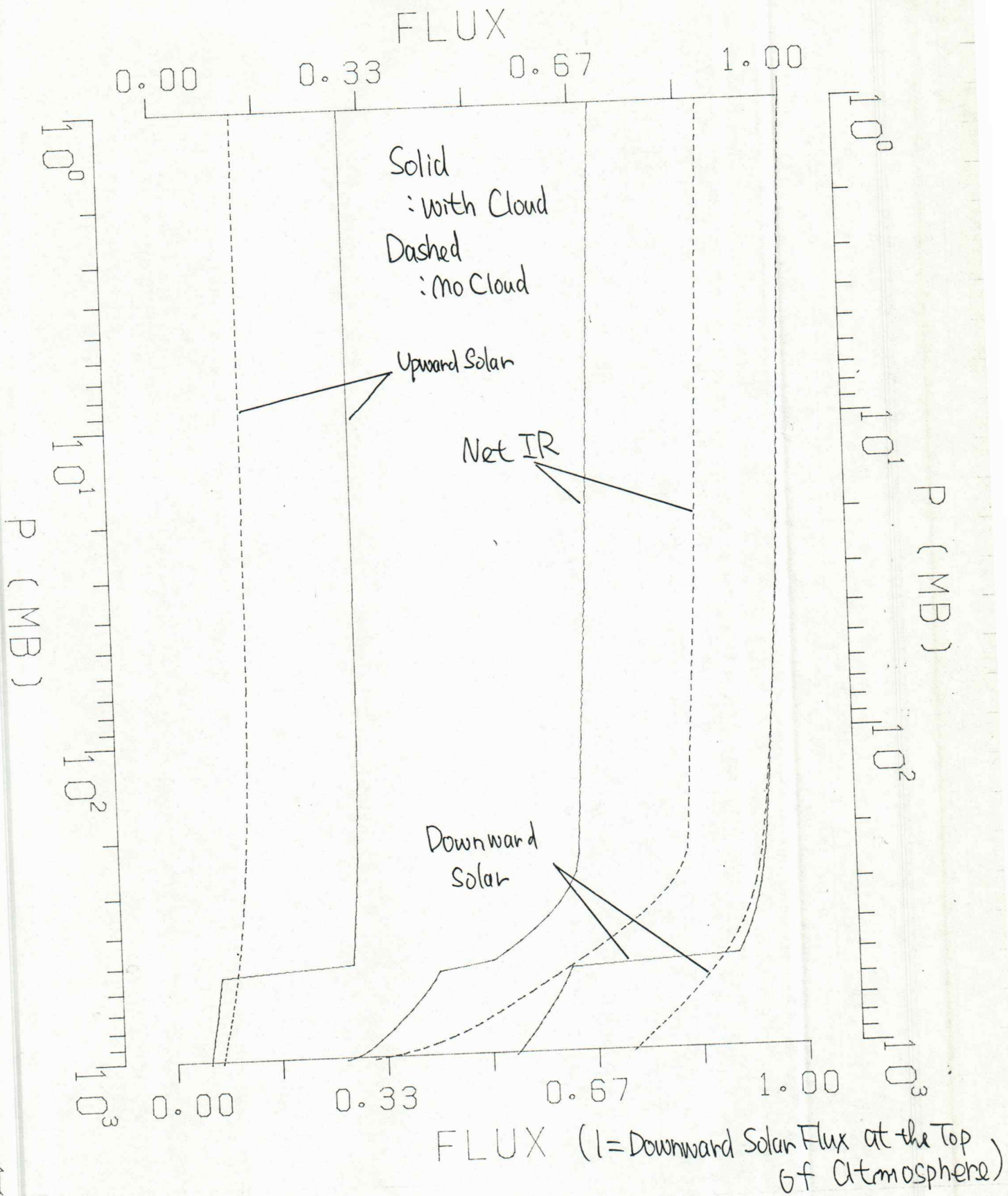


図 3-4 相対湿度固定のもでの  
雲あり / 雲なし 放射対流平衡の温度分布





☒ 3-5, ☒ 3-4のケースでの放射フラックス

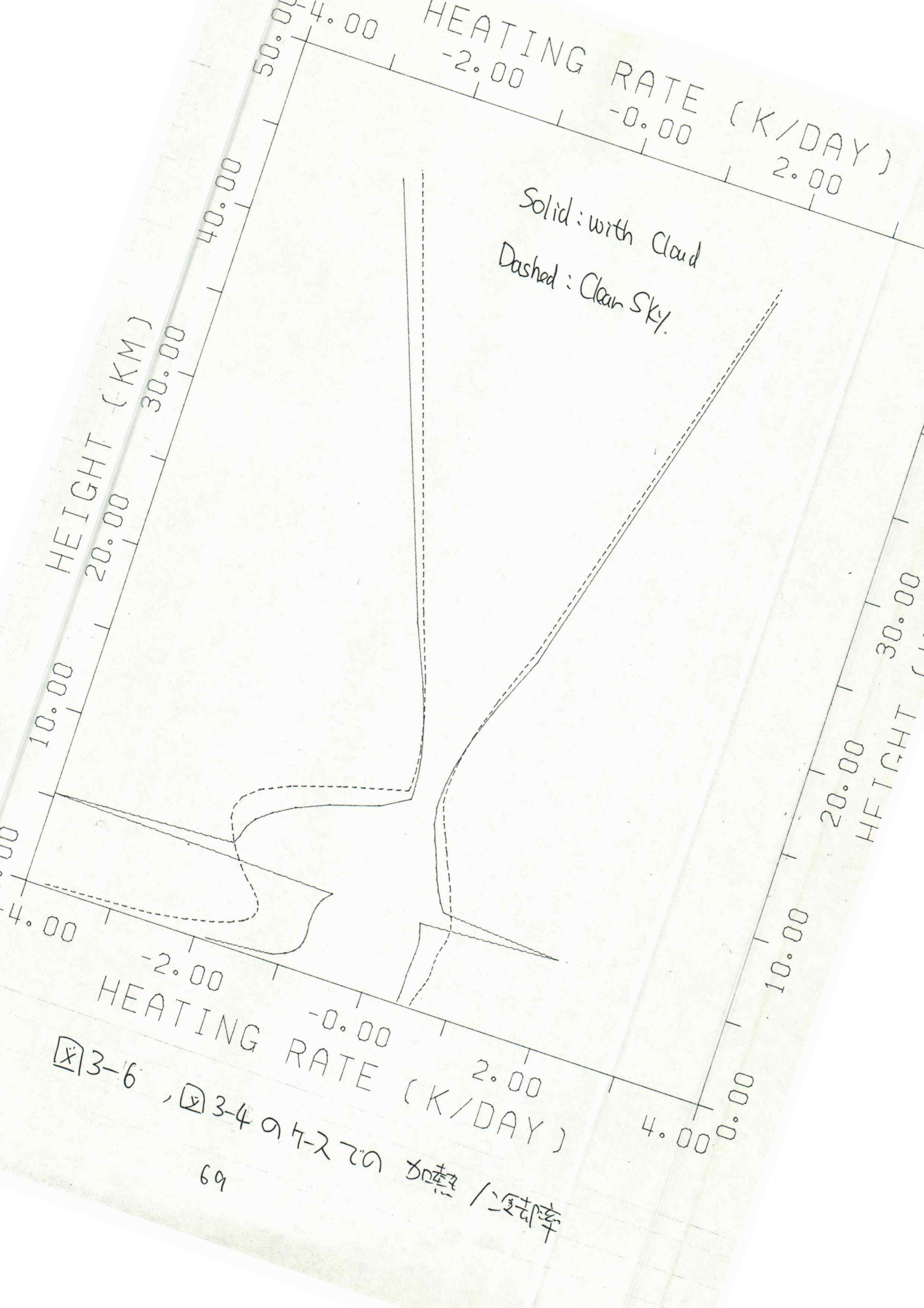


図3-6, 図3-4の4-2での加熱/冷却率



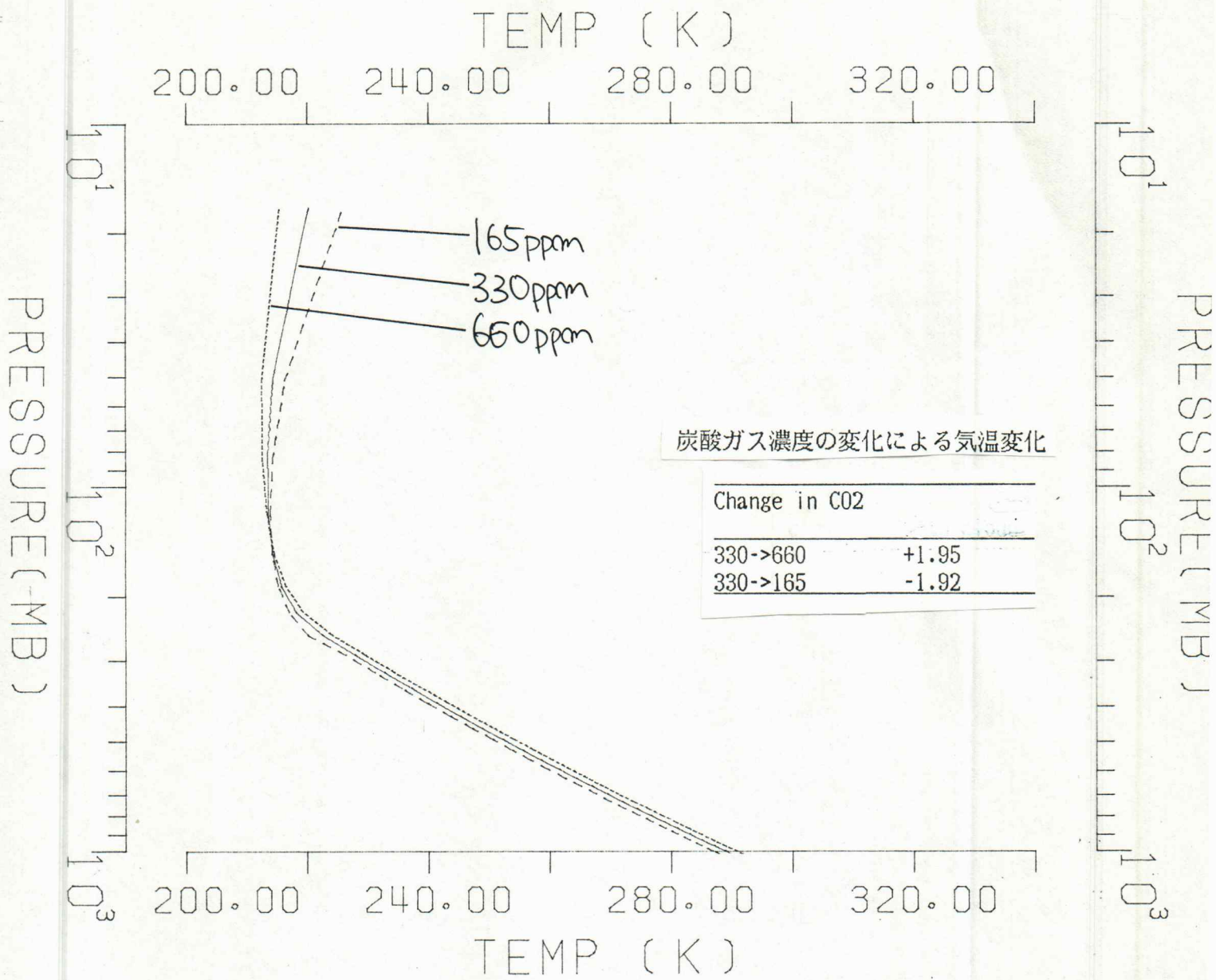


図 3-7 CO<sub>2</sub> 濃度変化による  
気温分布の変化

図 3-8

CO<sub>2</sub>濃度変化による

地表気温変化

Surface Temperature (K)

300

295

290

285

$\frac{1}{100}$

$\frac{1}{2}$

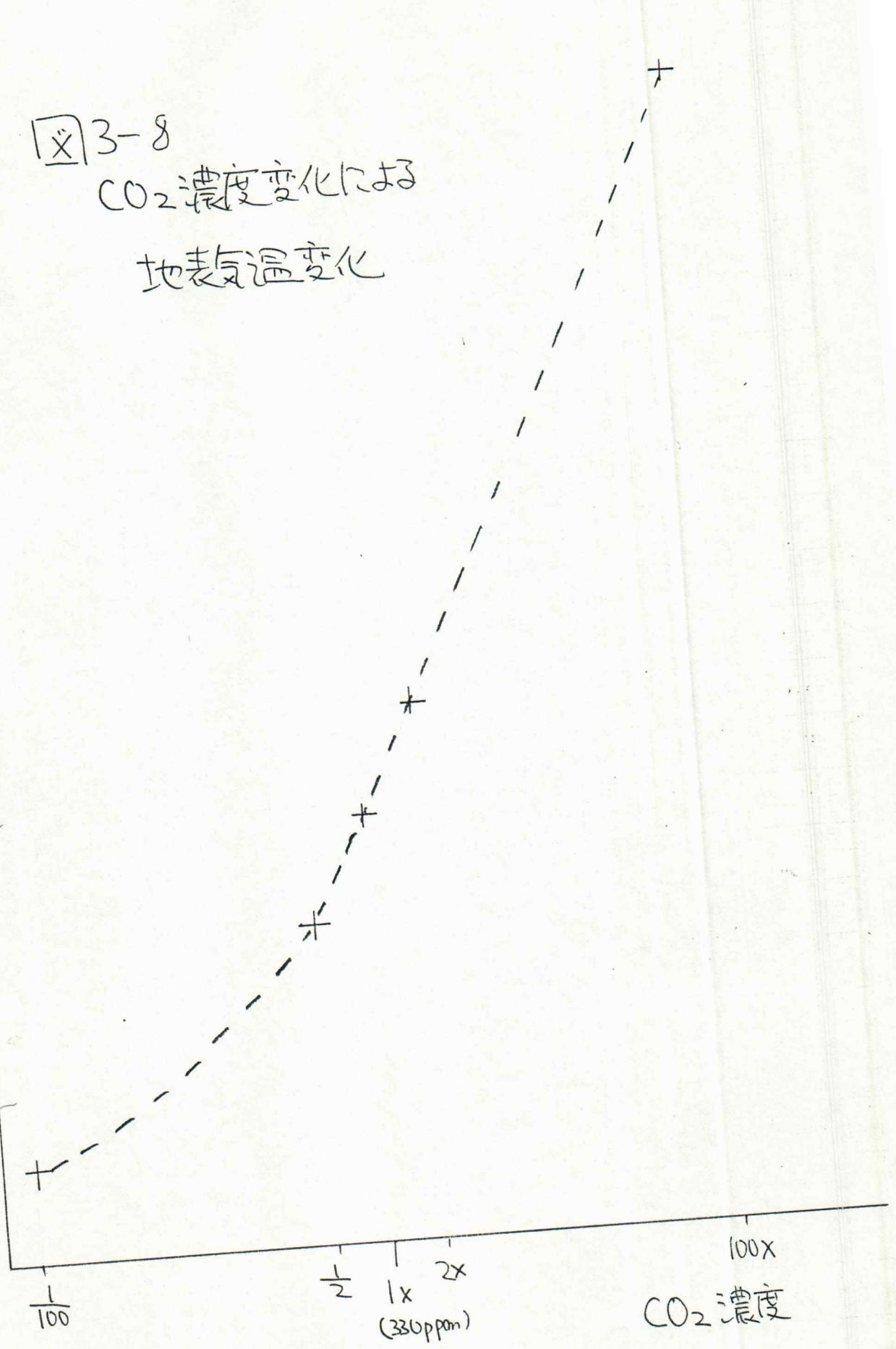
1x

(330ppm)

2x

100x

CO<sub>2</sub>濃度





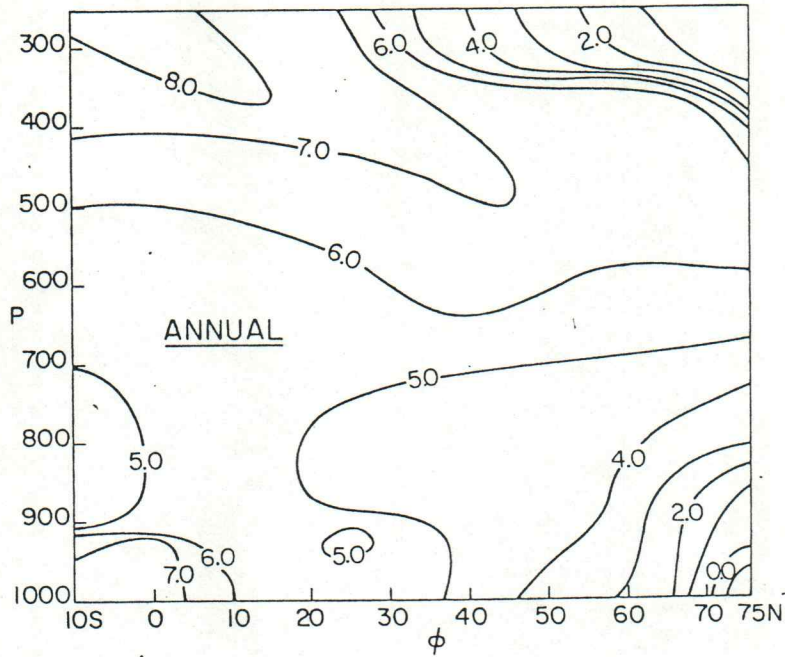


図3-8 Annual mean isopleths of  $\gamma$ . Units:  $K km^{-1}$ .

対流圏温度減率の等高線  
(Stone and Carlson, 1979)

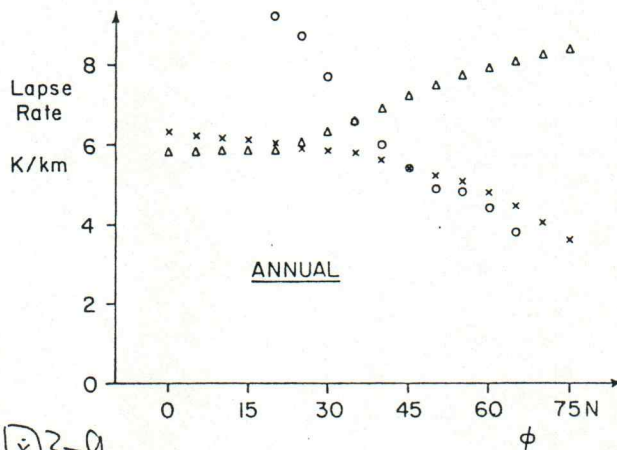


図3-9 Tropospheric mean values of lapse rate (X) and moist adiabatic lapse rate ( $\Delta$ ) and the critical lapse rate for baroclinic adjustment (O) as a function of latitude for annual mean conditions.

(Stone and Carlson, 1979)

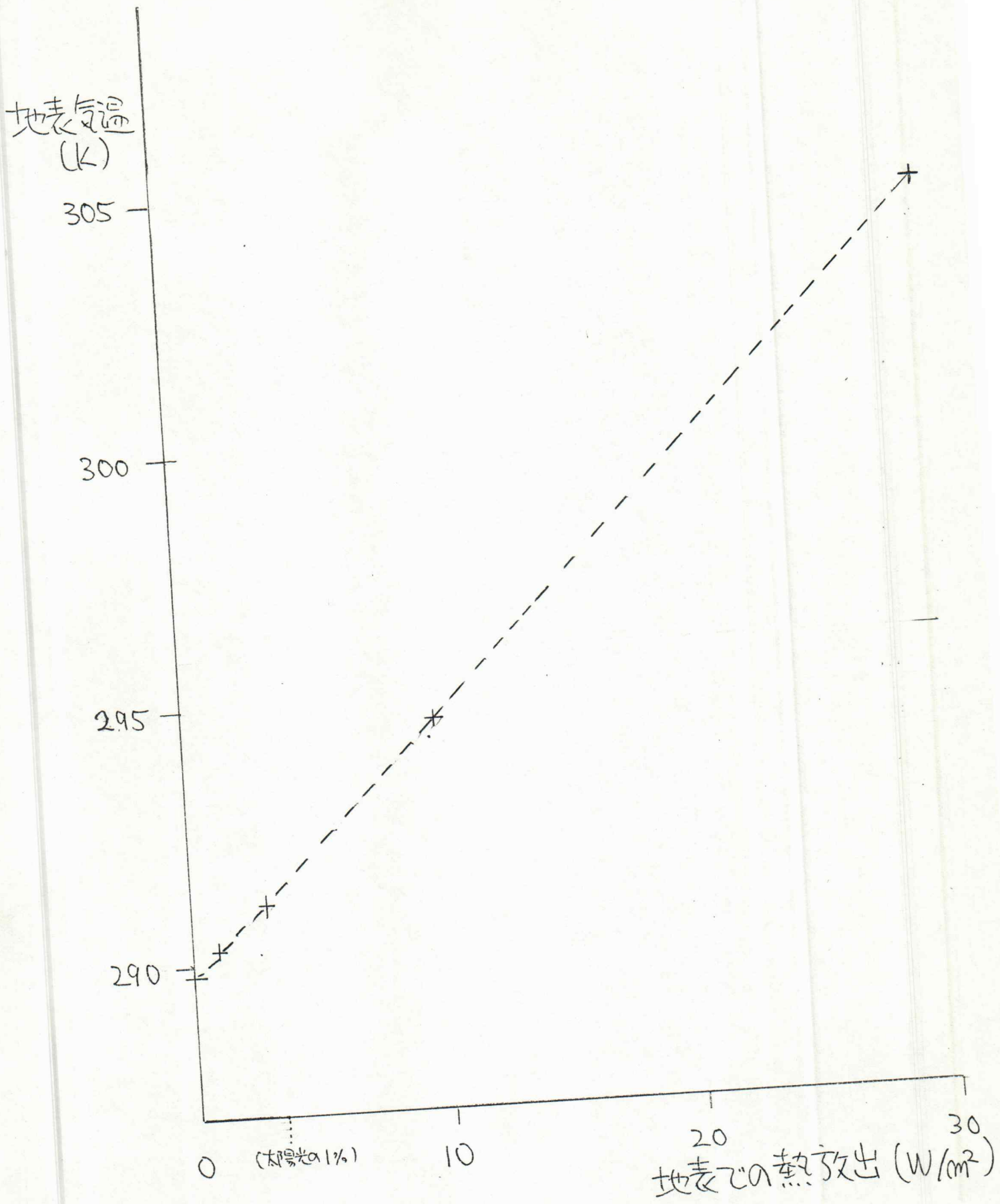


図3-10. 人為廃熱による気温上昇



表4-1

世界のエネルギー源別一次エネルギー生産量の推移

石油換算100万t

			1970	1971	1972	1973	1974	1975	1976	1977	1978	1979	1980	1981	1982
OECD	石油	638.3	641.2	657.6	659.8	631.4	604.8	601.7	630.2	669.9	699.5	706.8	704.7	720.4	
	天然ガス	691.3	717.9	733.7	747.6	736.1	704.3	711.7	719.3	720.3	750.2	740.1	735.0	672.5	
	石炭	626.6	596.7	593.3	594.7	592.4	612.0	641.2	636.9	620.0	700.5	735.6	781.3	785.1	
	水力	218.4	226.7	231.1	231.4	236.7	247.1	241.4	239.4	258.8	263.9	261.6	263.6	277.4	
	原子力	18.2	26.2	35.0	44.4	55.6	78.0	93.9	117.2	132.3	132.8	144.6	168.9	184.2	
	計	2,192.8	2,208.7	2,250.7	2,277.9	2,252.2	2,246.2	2,289.9	2,343.0	2,401.3	2,546.9	2,588.7	2,653.5	2,639.6	
LDC	石油	1,325.4	1,421.7	1,514.4	1,708.9	1,703.4	1,543.2	1,729.3	1,777.1	1,726.6	1,813.4	1,646.2	1,461.1	1,296.2	
	天然ガス	68.6	83.8	81.1	100.4	109.0	111.6	118.2	129.7	146.5	176.5	169.7	175.5	190.0	
	石炭	1,039.9	1,077.7	1,075.5	1,132.2	1,210.0	1,280.0	1,366.6	1,405.5	1,459.9	1,605.5	1,744.4	2,424.2	2,494.4	
	水力	45.7	48.6	50.2	54.7	62.5	62.2	68.5	80.4	85.9	84.7	89.8	92.5	94.1	
	原子力	0.6	0.5	0.8	1.0	1.0	1.7	1.7	1.2	2.6	3.0	3.5	5.1	6.2	
	計	1,544.2	1,662.3	1,754.0	1,978.2	1,996.9	1,846.7	2,054.3	2,128.9	2,107.5	2,238.1	2,083.6	1,976.6	1,835.9	
自由世界	石油	1,963.7	2,062.9	2,172.0	2,368.7	2,334.8	2,148.0	2,331.0	2,407.3	2,396.5	2,512.9	2,353.0	2,165.8	2,016.6	
	天然ガス	759.9	801.7	814.8	848.0	845.1	815.9	829.9	849.0	866.8	926.7	909.8	910.5	862.5	
	石炭	730.5	704.4	700.8	707.9	713.4	740.0	777.8	777.4	765.9	861.0	910.0	1,023.7	1,034.5	
	水力	264.1	275.3	281.3	286.1	299.2	309.3	309.9	319.8	344.7	348.6	351.4	356.1	371.5	
	原子力	18.8	26.7	35.8	45.4	56.6	79.7	95.6	118.4	134.9	135.8	148.1	174.0	190.4	
	計	3,737.0	3,871.0	4,004.7	4,256.1	4,249.1	4,092.9	4,344.2	4,471.9	4,508.8	4,785.0	4,672.3	4,630.1	4,475.5	
共産圏	石油	398.8	432.0	461.8	503.0	544.4	585.1	623.3	659.4	697.6	712.1	727.5	727.2	734.0	
	天然ガス	211.5	232.2	242.9	260.4	284.8	316.0	345.9	369.3	384.9	412.3	437.6	469.7	507.8	
	石炭	899.7	937.8	931.7	957.9	972.8	982.9	1,010.9	1,056.5	1,095.1	1,134.9	1,116.0	998.7	1,047.0	
	水力	41.3	42.3	44.2	45.4	49.4	48.9	52.8	55.6	57.9	63.8	68.8	72.2	74.5	
	原子力	1.0	1.3	2.6	4.0	6.0	7.4	10.8	13.6	14.6	17.2	21.3	24.1	26.2	
	計	1,552.3	1,645.6	1,683.2	1,770.7	1,857.4	1,940.3	2,043.7	2,154.4	2,250.1	2,340.3	2,371.2	2,291.9	2,389.5	
世界計	石油	2,362.5	2,494.9	2,633.8	2,871.7	2,879.2	2,733.1	2,954.3	3,066.7	3,094.1	3,225.0	3,080.5	2,893.0	2,750.6	
	天然ガス	971.4	1,033.9	1,057.7	1,108.4	1,129.9	1,131.9	1,175.8	1,218.3	1,251.7	1,339.0	1,347.4	1,380.2	1,370.3	
	石炭	1,630.2	1,642.2	1,632.5	1,665.8	1,686.2	1,722.9	1,788.7	1,833.9	1,861.0	1,995.9	2,026.0	2,022.4	2,081.5	
	水力	305.4	317.6	325.5	331.5	348.6	358.2	362.7	375.4	402.6	412.4	420.2	428.3	446.0	
	原子力	19.8	28.0	38.4	49.4	62.6	87.1	106.4	132.0	149.5	153.0	169.4	198.1	216.6	
	計	5,289.3	5,516.6	5,687.9	6,026.8	6,106.5	6,033.2	6,387.9	6,626.3	6,758.9	7,125.3	7,043.5	6,922.0	6,865.0	

出所：BP統計、「Yearbook of World Energy Statistics」国連より作成

(木村, 1983)

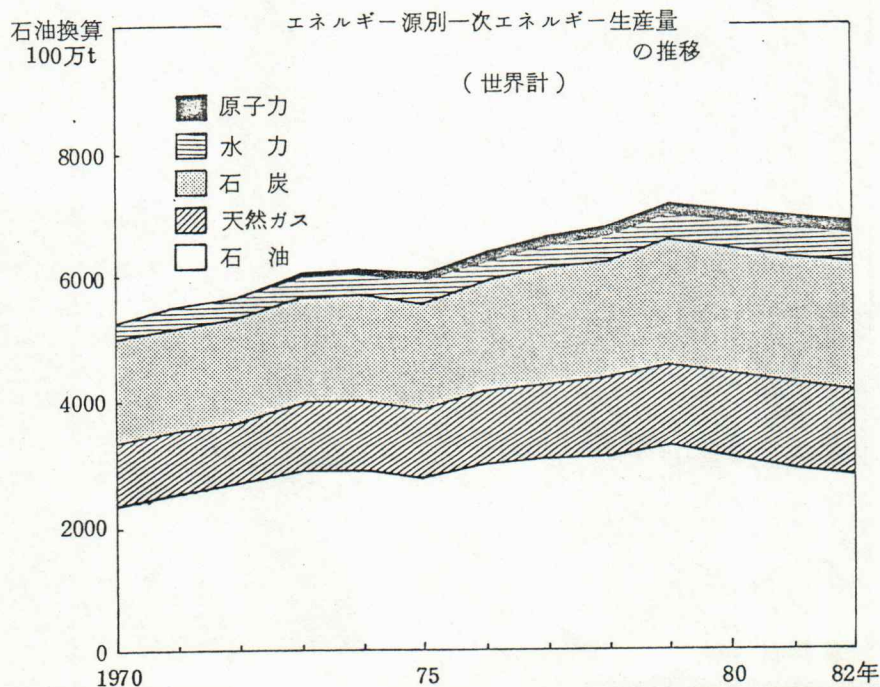


表4-1

(木村, 1983)

CO<sub>2</sub> 発生量 (10<sup>9</sup> ton Carbon)

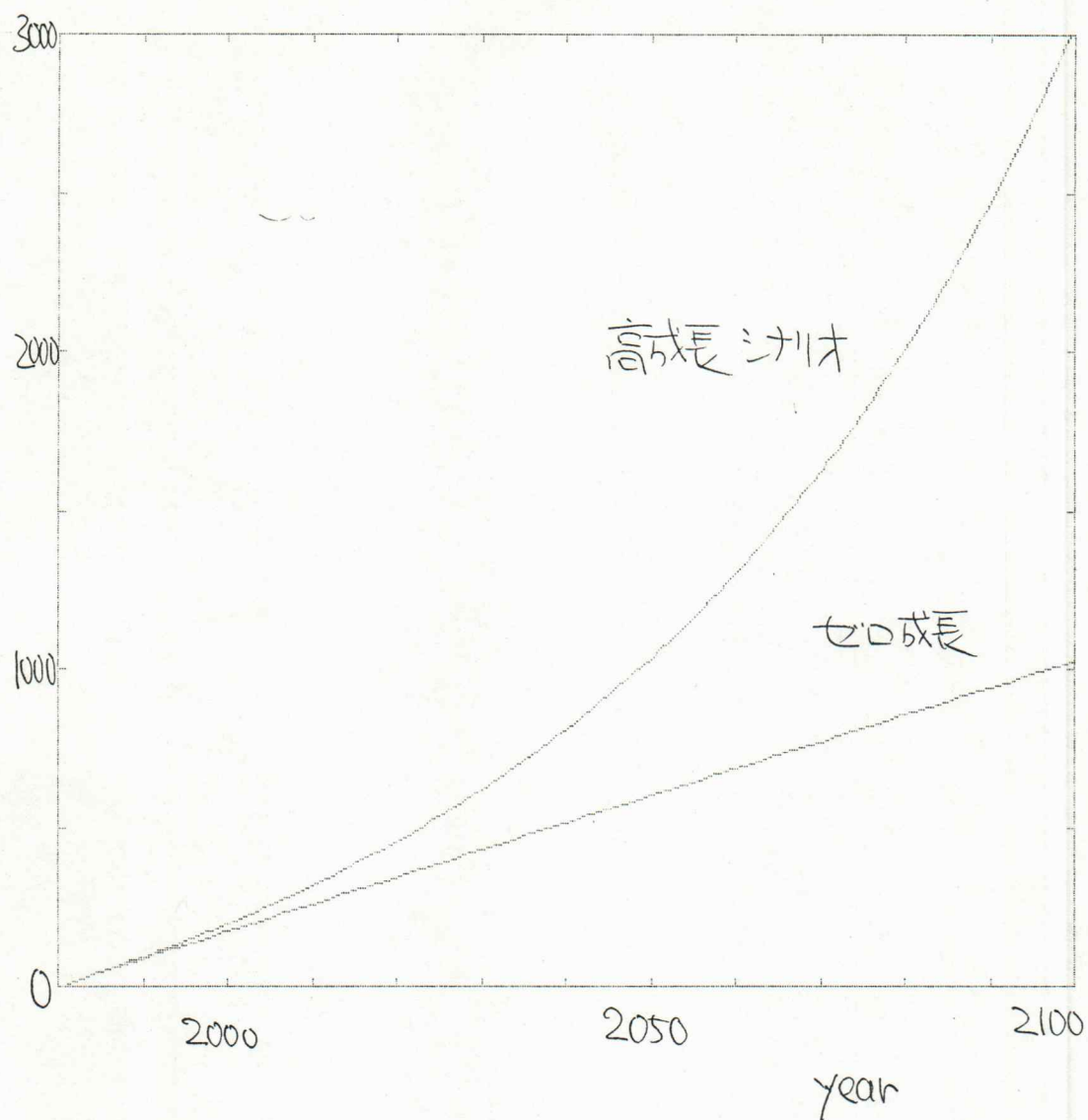


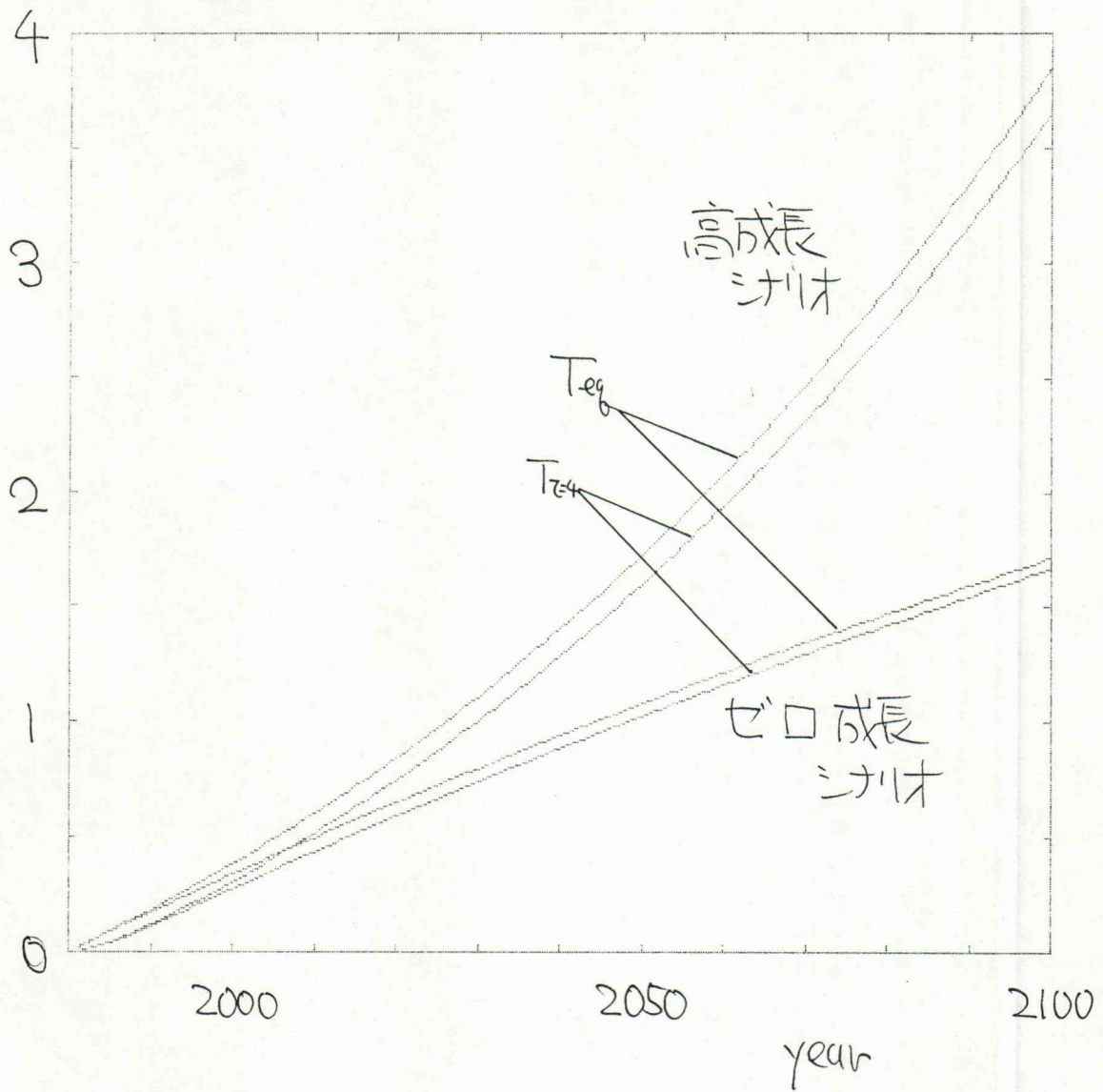
図4-2. 累積 CO<sub>2</sub> 発生量子測





図4-3 大気中のCO<sub>2</sub>濃度予測

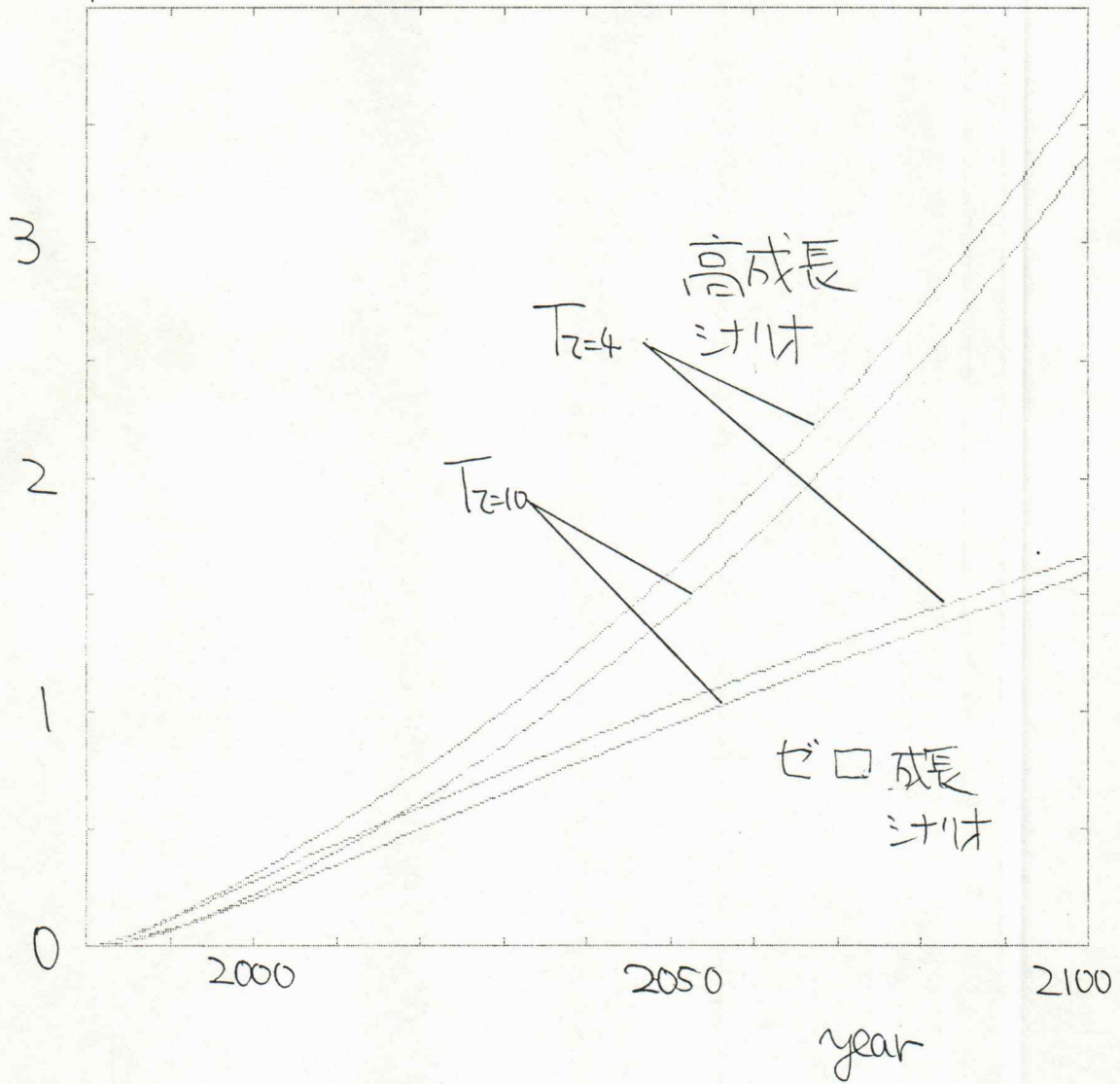
Temperature change (K)



☒ 4-4.



Temperature Change (K)



ⓧ 4-5