

低温度星の大気構造 (I)

辻

隆*

§1. はじめに

私達の星に関する知識は、星から送られてくる輻射を解析することにより得られるが、これから問題にしようとする低温度星については、今日可視光線から 10μ (ミクロン, $1\text{ミクロン}=10^4\text{オングストローム}$) 程度の赤外域までの輻射が種々の方法で観測されている。以下においては特に最近の赤外線観測の結果が、低温度星の大気構造の解明にどのような意味を持つかを考えてみよう。

現在の恒星進化の理論によると、星の進化を決定するのは、その星の質量 M と初期化学組成であり、その後は時間 t の函数として、その星の基本的特徴すなわち半径 R と光度 L が一義的に決定される。このことはその星の有効温度 $T_e (L=4\pi R^2 \sigma T_e^4)$ および表面重力加速度 $g (g=GM/R^2)$ が一義的に定るといってもよい。一方今日の恒星大気の理論によれば、これらのパラメーターすなわち有効温度 T_e 、表面重力加速度 g 、および表面の化学組成によって、その星の出す輻射の特徴は決ってしまう。したがって個々の星について、有効温度、重力加速度、および化学組成等を観測的に決定するということが原理的に可能であり、かつ星の進化を具体的に理解するためには、これが基本的に重要な問題であるということが出来る。

ところでこれらのパラメーターを、星のスペクトルの解析に基づいて、決定するという問題は決して易しい問題ではない。それは星のスペクトルの形成過程には、極めて多くの因子が影響し、特に星の大気が均一なものではなく、複雑な構造を持っているため、星のスペクトルの正しい解析にはまずその星の大気の構造を知らなくてはならないからである。しかし一般の星の場合については星の大気構造は始めから判っているものではなく、むしろスペクトルの解析を通じて経験的に決定して行くべきものなのである。それでは私たちは何から始めたらいいであろうか？ このような問題は、星のスペクトルの解析のみならず一般に未知の対象の構造を観測や実験に基づいて知りたいと思う場合に必ずぶつかる困難である。このような場合には、一般にモデルの方法というのが有効である。この方法を恒星の大気構造を調べる場合に適用するには次のようにする。まず今日知られている経験的知識と物理法則にしたがって星の大気のモデルを作る。ここにモデルを作るとは星の大気中で温度、圧

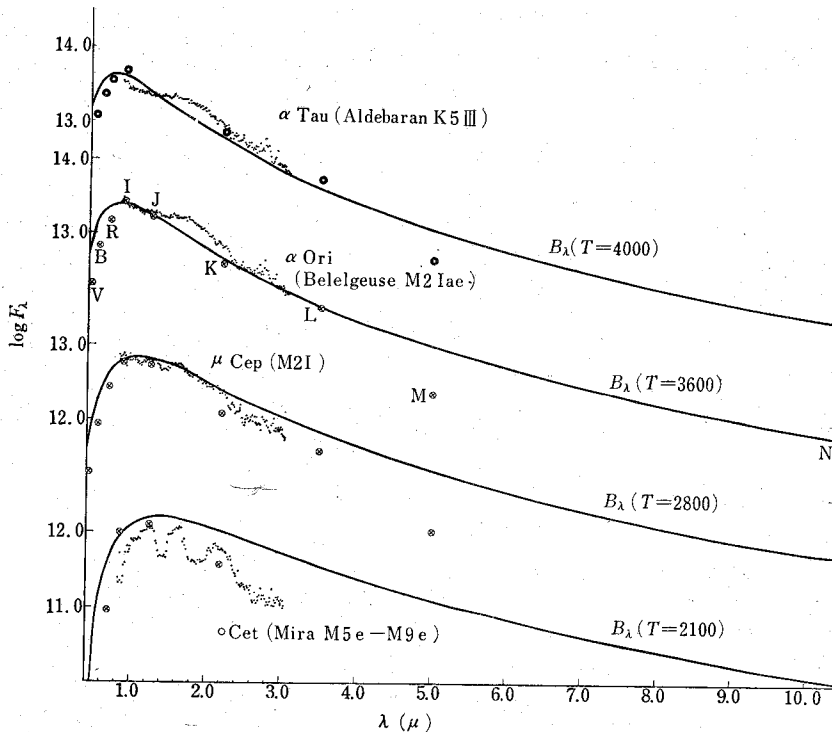
力、その他の物理量がどのように分布しているかを具体的に与えることである。この際有効温度、重力加速度、化学組成等はパラメーターとして仮定される。次にこのモデルに基づいて観測可能な種々の物理量を計算し、それらを観測と比較する。もし両者の間によい一致が得られたならば、そのモデルおよびモデルを計算する際に仮定したパラメーターの値が妥当であったということになる。このようなことが一度でうまく行くことは一般には期待できないことで、実際にはこのようなことを何度もくり返して、すべての観測を矛盾なく説明できるようになったら、そのモデルは実際の大気構造をかなり正しく反映しているものと考えてよいということになる。このようにして私たちが今日得ることのできる、理想とはほど遠い不完全な観測データに基づきながらも、星の大気の性質についてかなり詳しい理解に達することができる。このような方法は、すでに太陽よりも高温の星については、多くの人々により試みられ、かなりの成功をおさめている。ここでは最も温度の低い星である M 型星の大気構造を、この方法で調べてみよう。

§2. M 型星の赤外輻射

これから問題とする低温度星では、その輻射の大部分が 1μ よりも長波長の赤外領域で放出されるため、この波長域の輻射の性質をよく調べることが最も重要である。そこでまず最近の観測によって明らかにされた M 型星の赤外スペクトルの特徴を整理しておこう。赤外線の観測については、すでに本誌において詳しく論じられているので (大沢: 天文月報, 第 58 巻, 109 頁, 1965; 松本, 奥田, 杉本: 天文月報, 第 59 巻, 78 頁, 1966), ここでは後の議論に必要な観測結果だけを簡単にまとめておこう。星の赤外線を地球上より観測しようとするとき、赤外線を測定する検出器の感度が一般に著しく低いという困難に加えて、地球大気中に含まれる水蒸気や炭酸ガス等の分子帯によって星からの赤外線が吸収されてしまうという問題がある。この困難をさけるために、Schwarzschild 等を中心とする人々は、大きな気球に口径 90 cm の反射望遠鏡をのせて地上 25 km の高さにあげ、数個の赤色巨星 (K~M 型星) の $1\sim 3\mu$ の間の赤外スペクトルの観測に成功した。一方 Johnson を中心とする人々は、地球大気中の分子による吸収帯のない窓だけをねらって、多くの星について、 $1\sim 10\mu$ の間の数個所で、星の輻射を観測している。

* 東大理学部

T. Tsuji: Model Atmospheres of Late Type Stars.



第1図 赤色巨星の赤外輻射

第1図には、これら Schwarzschild 等および Johnson 等による観測の結果を、太陽を標準星として絶対尺度（星の単位表面積を通して毎秒放出されている輻射エネルギーの量、 F_{λ} 単位は $\text{erg}/\text{sec}\cdot\text{cm}^2$ pro $\Delta\lambda=1\text{cm}$ ）に変換した結果を示してある。この絶対尺度への変換は、原理的には、その星の角直径が判っていれば、簡単にできるが、幸いなことに赤色巨星については 1920 年前後に Michelson と Pease によって干渉計により測定された値が知られている。しかし星の輻射エネルギー分布を絶対尺度で観測的に定めるとい問題は、天体物理的観測の中でも最も困難な問題の1つであり、標準にした太陽の絶対尺度エネルギー分布自身にすら、なお多くの問題がある。さらに Schwarzschild 等と Johnson 等の結果がかなり一致しない所もあることから判るように、第1図に示した結果は、あまり細かい数値まで信用することはできないだろう。しかしこれらの観測によって、低温度星の輻射エネルギー分布の基本的特徴は十分明らかにされたといことができる。なお第1図に記入してあるプランク曲線はただ比較のためであり、図に示してある黒体温度は、個々の星の有効温度に必ずしも一致するものではない。

これらの点に注意して第1図をよく見ると、まず K 型星である α Tau (K5 III) には、 2.3μ 付近に CO の回転振動遷移による吸収帯が認められるだけであるが、M 型星になるとこの他にも多くの分子の吸収帯があらわ

れ、しかも温度の低い M 型星になるほど顕著になる。 $1.1, 1.4, 1.9, 2.7\mu$ 等にある吸収帯はすべて H_2O の回転振動遷移によるものである。もう一つの大きな特徴は、一般に 1.6μ 付近で輻射が、かなり過剰であることである。 1.6μ 付近はちょうど水素負イオンによる連続吸収が極小になる波長域であり、この付近で輻射が過剰であるということは、水素負イオンが少くとも連続吸収の主要な源であることを示すものである。図で B, V, R, I, J, K, L, M, N 等は干渉フィルターで分離された狭い波長域の輻射流量を等級で表わす際に Johnson によって用いられている名前であり、そ

の有効波長は各々 $0.44, 0.55, 0.70, 0.88, 1.25, 2.2, 3.5, 5.0$ および 10.4μ である。ここで特に注意すべきことは、M に相等する波長域すなわち 5μ 前後の輻射が著しく不足している反面、他の波長域の赤外輻射は観測のある範囲では、ほぼ黒体輻射に近い性質を持っているように思われることである。

以上述べた以外にも、最近多くの人々によって低温度星の赤外スペクトルを観測しようとする種々の試みが、なされている。また 1μ よりも短い波長域については、すでに写真および光電観測によって詳しく調べられており、高分散スペクトルに基づく研究も含めて、断片的にはあるが M 型星大気について種々の経験的知識が蓄積されている。このようにして低温度星のうち M 型星については、ほぼその全波長領域にわたってスペクトルの性質が明らかにされた。次の問題は、これらの観測結果が、今日の物理的理論で統一的に理解できるかどうか、またそれから、いかにして有益な結論を導き出すかということである。

§3. M 型星のモデル大気

はじめに述べた方針にしたがって、前節で述べた観測結果をモデル大気の方法で解析してみよう。その準備としてここではまず低温度星大気の物理的性質を調べておこう。よく知られているように、星のスペクトルの一般的特徴は Saha の電離論によってよく説明される。しか

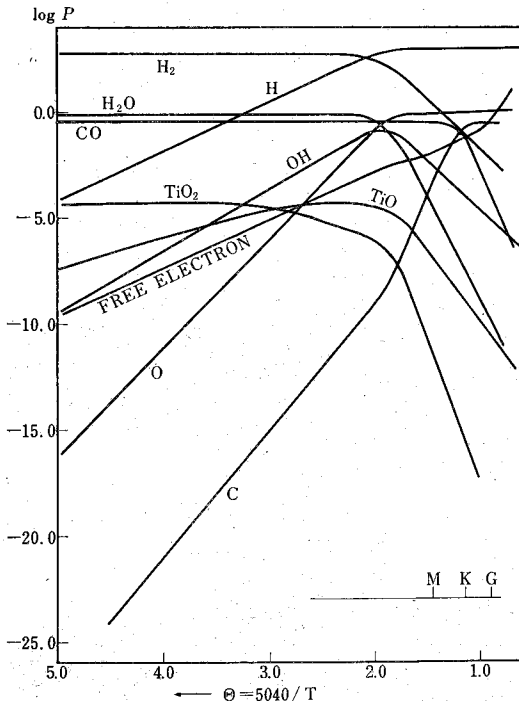
しスペクトル系列の末端の K, M 型になると分子スペクトルが顕著となり、電離のみでなく分子の形成も考慮に入れて、大気の物理的状態を論じなければならないことを示している。1930 年代に Russell および Fujita は、解離平衡の理論に基づいて、これら低温度星の分子スペクトルの一般的特徴および M, S, C 型星分岐等が合理的に説明できることを示した。一方これら低温度星の大気中でも、原子の電離も少しは起こっており、特に電離ポテンシャルの低い Na, K, Ca, Al さらに少し温度があがると Mg, Si, Fe 等も電離して自由電子を供給している。そこで分子の形成と、原子の電離を同時に考慮して計算した結果を第 2 図に示す。これは、M 型星に対して予想される標準的な化学組成に対して、全ガス圧が 10^8 dyn/cm^2 (10^{-8} 気圧) の場合について、温度によって分子組成がいかに変化するかを示したものである。この図から例えば CO は K 型星に相当する温度ですでに多量に存在するが、 H_2O は M 型星に相当する温度にならないと形成されることが判る。これは前節で述べた観測事実によく一致する。

以上によって、星の大気を構成する物質がどのような状態にあるかが判ったので、これに基づいて大気の物理的諸性質を評価することができる。その中でスペクトルの解釈に最も重要なものは、大気の光学的性質特に吸収

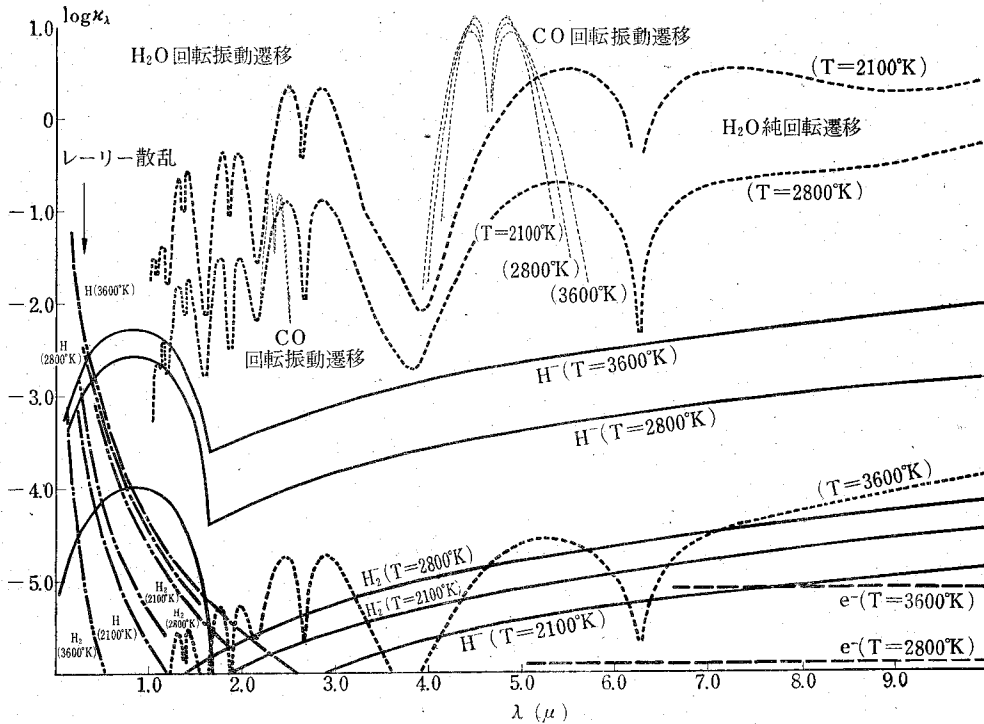
係数である。温度が 1000°K から 10000°K の範囲の標準化学組成の大気については、連続吸収源として今日知られているものは、水素原子や水素負イオンの自由一束縛遷移および自由一自由遷移、水素分子負イオンおよびヘリウム負イオンの自由一自由遷移、また散乱過程として水素原子および水素分子によるレーリー散乱、自由電子によるトムソン散乱等である。これらの過程に対する断面積は今日よく調べられているので問題はない。この他に現在考えられるものは、上に述べた以外の種々の負イオン、原子、および分子の自由一束縛遷移があるが、これらのものは大部分紫外外部の領域できいてくるにすぎないので、低温度星の場合にはそれほど本質的な重要性を持つものではない。

低温度星大気における吸収係数の問題で、最も重要な問題は、種々の分子の束縛一束縛遷移すなわち分子帯の吸収をいかにして考慮するかということである。第 1 図から直に判るように、 H_2O や CO 等の分子帯の吸収は、これら M 型星の輻射の大部分が集中している赤外域で極めて強く、したがってこれらの分子による吸収が、輻射の伝播に本質的な役割を演じているということが出来る。ところで、これら分子帯の吸収は、多数の線スペクトルが重り合ってきたものである。そして一本一本のスペクトル線の吸収係数は、遷移確率が判っていれば、簡単に計算できるので、原理的には、分子帯の吸収係数は、個々のスペクトル線の吸収係数を加え合せば計算できるはずである。しかし例えば H_2O のような多原子分子になると、その分子帯は極めて複雑な構造となり、 1μ から 100μ の間の赤外領域に含まれる回転振動遷移および純回転遷移に伴うスペクトル線の総数は $10^5 \sim 10^6$ 本にも達する。したがってこれらのスペクトル線の吸収係数を全部加え合せるなどということは、ほとんど不可能でありまたあまり賢明なことではない。 H_2O 等で何故このようにスペクトル線の数が多いかというと、例えば H_2O では赤外活性の基準振動が 3 つあり、これらがいろいろに組み合わせざった倍振動や結合振動に伴う多くの吸収帯が、互いに重り合うこと、さらに低温度星の大気では、低温とはいえ、地上の実験室等と較べれば極めて高温というべきであり、事実 $2000^\circ \sim 3000^\circ\text{K}$ の温度では、分子は高い振動準位および回転準位にまで励起され、これらの準位からの遷移が著しく増加すること等の理由による。

このように多原子分子によるスペクトル線の数が、極めて多いということが、とりもなおさずこれが吸収源として特に重要である理由である。なぜならば、このように多数のスペクトル線は、互いに重り合っその分子帯の領域をびっしり埋めつくしてしまい、見かけ上この波長域の吸収は、ほとんど連続吸収と区別がつかなくなっ



第 2 図 星の大気における分子組成
(ここでは主に吸収源として重要なものだけが示してある)



第3図 星の大気に対する吸収係数

てしまうであろうからである。このような事情のもとではまた、吸収係数の計算も適当な近似によって簡単に行なうことができる。すなわち一本一本のスペクトル線の吸収係数を計算する代りに、分子のエネルギー準位の方を簡単に模型化し、ここで選択則と振動および回転準位への励起を考慮して、波長および温度の函数として吸収線が、どのように分布するかを計算するのである。そしてこの吸収線の強度を、適当な狭い波長域の間で平均したものを吸収断面積とする。この近似が妥当であるのは、隣りあったスペクトル線が、すき間がないように重り合う場合であるが、幸いなことに多くの M 型超巨星では大気中の乱流速度が極めて大きく時には 10 km/sec にも達するものもあり、このような場合には乱流運動のドップラー幅が大きいため、スペクトル線同志は十分重り合うと考えてよい。また M 型の主系列星等では乱流速度は一般に小さいが、大気中の物質密度が大きいため、分子の衝突の頻度が大きく、これによってスペクトル線の幅が広がり、スペクトル線はかなり重り合うと考えられる。またスペクトル線が十分重り合わないで、すき間があるような場合にも、多少の一般化を行うことで、この近似を使うことができる。

以上のようにして、種々の吸収過程に対する断面積が判ったので、第2図に示した種々の原子や分子の組成を考慮して、実際の星の大気の吸収係数を知ることができ、第3図はこのようにして、星の大気を構成する物質

1g あたりについて、いろいろの吸収源がどれだけの寄与をするかを示したものである。ある温度、圧力のもとにある 1g のガスの、ある波長における全吸収係数は、図に示す個々の過程に対する吸収係数を全部加え合わせればよい。第3図に示した例は、圧力が 10^3 dyn/cm² (10^{-8} 気圧) で、温度が 3600°, 2800° および 2100° K の場合である。この図から、3600° K 位の温度では、吸収源として最も重要なものは水素負イオンであり、分子帯の吸収としては、CO はすでに重要となるが、H₂O はまだほとんどきいてこないことが判る。この温度はほぼ K 型星大気の平均的状态に対応し、第1図に示した α Tau に対する観測結果によく対応する。温度が 2800° K および 2100° K になると、H₂O の吸収が著しく強くなり、赤外領域は大部分 H₂O の振動回転遷移に伴う吸収帯で覆われてしまい、10 μ 付近では H₂O の純回転遷移に伴う吸収もきいてくる。ここで特に気の付く点は、5 μ 付近で CO の基準振動による吸収帯が著しく強く、さらに低温では H₂O の 6.3 μ の吸収帯もきいてくるため、この波長域の吸収係数が特に大きいことである。このことは、第1図で Johnson の M 等級に対する輻射が著しく不足していることの原因であろう。また第1図に示された H₂O や CO の吸収帯と、第3図に示したこれらの分子による吸収係数は、少なくとも定性的には、よく対応していることが判る。一方温度が下がると、原子は電離しにくくなり、電子圧は減少して行くと

め、水素負イオン等による吸収はだんだん小さくなって行く。このような本当の連続吸収だけを考える限り、星の大気ガスの透明度 (opacity) は、温度が下るほど減少して行くが、 3000°K 以下では、分子帯の吸収が複雑な影響をもたらす。この効果は、スペクトル線の幅や、スペクトル線の密集の度合等によって大きく左右されるため、温度、圧力等の一義的な函数としては決定できず、星の大気中における乱流速度や、分子組成等によっても大きく変わってくる。この事情は、一般に束縛—束縛遷移を考慮して透明度を論ずる際の本質的な困難であるということができる。

次に恒星大気の熱力学的性質もまた重要である。太陽等では水素原子の電離層において、対流によるエネルギーの伝播が大きな役割を演じていることはよく知られているが、低温度星大気では水素分子が解離しつつあるような状態の所で、断熱温度勾配が小さくなること、またちょうど水素分子が解離しつつあるような所では、 H_2O 分子ができ始めて、その影響で吸収係数が増大し、輻射温度勾配の方は大きくなることの2つの原因が重って、対流不安定層が形成される可能性がある。もしもこの対流不安定層においてエネルギーの一部が対流によって伝播されるようなことになれば、大気構造にも大きな影響を与える。

以上のようにして、星の大気を構成する物質の物理的性質が、一応明らかとなり、かつこれによって少なくとも定性的には観測事実がよく説明できるように思われるので、次に具体的なモデル大気を作って、定量的にも矛盾なく観測結果が解釈できるかどうかを検討することが問題となる。具体的なモデル大気を作るにあたっては、2, 3の仮定から出発する。まずここでは星の大気は局所的熱力学平衡にあると仮定する。これは星の大気の物理的性質が、その場所の局所的な熱力学的函数例えば温度および圧力によって一義的に定ることを意味し、この仮定のもとでは、与えられた化学組成に対して本節上に述べた結果がそのまま使える。熱輻射から著しくずれた輻射が強いこの仮定がよくないこともあり得るが、最初はこの仮定から出発するのが最も自然であり、かつ実際にも星の大気程度の物質密度のもとでは原子や分子同志の衝突の頻度が十分大きく、一般にはこの仮定はかなり妥当なものであることが期待される。次に星の大気は、静水圧平衡にあると仮定する。このことは与えられた重力加速度 g によって、大気中の圧力の分布が定ることを意味する。さらに星の大気中では、エネルギーが発生したり消滅したりすることはないとする。すなわち星の大気のモデルは、そのあらゆる場所でエネルギーの流量が一定であるように定めなければならない。ここでは、エネルギーが輻射だけで運ばれる場合を考えよう。光度

L で半径 R の星を考えると、その星の単位表面積を通過して流れる輻射エネルギーの総量は $L/4\pi R^2$ であり、これを σT_e^4 とおいて有効温度 T_e が定義される。今星の大気中のある点を考えると、ここを通る輻射流量のうち、吸収係数の大きい波長域では、この点のごく近傍から放出された輻射が主となり、逆に吸収係数の小さい波長域では、この点よりもかなり遠い所からの輻射が大きな寄与をする。そしてこれらいろいろの波長域を通過して伝播してきた輻射エネルギーの総和によって定る輻射流量が、ちょうどこの点で σT_e^4 になっていなければならない。たまたまこの点で正しい輻射流量を与えるように大気モデルが定ったとしても、このモデルが他の任意の点でも同様に正しい輻射流量 σT_e^4 を与えるとは限らない。問題はあらゆる点で正しい輻射流量 σT_e^4 を与えるように、大気モデルを決定することで、これはかなり厳しい要求であり、吸収係数が波長、温度および圧力によって複雑に変化する場合には、解析的に答を出すことは不可能である。したがって一般には、逐次近代の方法で数値的計算によってモデルを作ることになる。星の大気の輻射の性質は、主にその温度分布によって定るので、以上の輻射流量をあらゆる場所で一定にするという要請によって、大気モデルの温度構造が定ることになる。このようにして、上に述べた仮定のもとに、与えられた化学組成、重力加速度 g および有効温度 T_e に対して、星の大気中で温度および圧力がどのように分布しているかが定る。

具体的な逐次近似の方法については、最近いろいろな方法が提唱されているが、これらはすべて本質的には次のような原理に基づいていると考えられる。一般にある点での輻射流量は、その近傍の温度勾配に大きく支配されるので、例えばもしもある点の輻射流量が σT_e^4 よりも大きい場合には、この点の温度勾配を少し小さくすればよいだろう。しかし星の大気では、星の内部と違って、ある点の輻射流量が直接その点の温度勾配に比例するわけではなく、むしろ大気全体の温度構造によって決るので、このような方法で一義的に温度勾配が決るわけではなく、正しい方向に修正されるだけである。さらに星の表面近くになると、もはや局所的な温度勾配は、輻射流量にほとんど影響を与えなくなり、むしろ各点での輻射の放出量と吸収量とがちょうどつり合うように温度分布に補正を加える方が有効になる。このようにすれば、各点においてとにかく、輻射流量の値を一定にすることができる。この一定値がちょうど σT_e^4 に等しくなるためには、さらに全体の温度を適当に上げるか、下げるかすることが必要である。このようなことを何度もくり返していけば、目的とする輻射流量があらゆる点で一定のモデル大気を作ることができる。(以下次号)