

図1 成長曲線の概念図。ごく微弱な吸収線の等価幅は柱密度に比例する（直線部/linear part）。吸収線が強くなり飽和効果を示し始めると、等価幅はもはや柱密度に比例せず、ごく緩やかに増大する（平坦部/flat part）。さらに、減衰翼が寄与するようになると、等価幅は柱密度の平方根に比例して増大する（平方根部/square root part）。この図では、輻射減衰が主であり減衰翼はあまり成長しない巨星・超巨星の場合で、マイクロ乱流速度  $v_{mic}$  が 1, 3, 10 km/s の場合が示されている。

効柱密度) に比例する。したがって、さまざまな原子、分子の等価幅の比から、元素の相対組成は極めて簡単に求めることができる。しかし、吸収線の強度がある程度以上強くなると、吸収線は無限に深くなることはできず、また吸収線の幅もその吸収係数で決まる以上には広くなれないので、柱密度が増加しても等価幅はごくわずかしかなる。しかし、さらに柱密度が増大すると、吸収係数の減衰翼の効果で幅が広がるので等価幅は再び増大する（詳しくは有効柱密度の平方根に比例して）。以上の有効柱密度と等価幅の関係は古典的なスペクトル線形成の理論により容易に計算され図1のようになり、理論的成長曲線と呼ばれている。

たとえ微弱な吸収線でなくとも、観測された等価幅をこのような理論的成長曲線を用いて柱密度に変換すれば、上に述べた微弱な吸収線の場合と同様に元素の相対組成は決定できる。実際には、同じ原子や分子で多数の吸収線が測定できれば、これらの線の遷移確率や励起状態を考慮して相対

的な有効柱密度を評価し、それに対して観測された等価幅をプロットした経験的成長曲線を作り、理論的成長曲線に重なるような水平移動の値から柱密度を決定する。しかし、初期のこのような試みで、経験的成長曲線を理論的なそれに重ねるためには、理論的成長曲線の計算でドップラー幅を異常に大きくしなければならぬことが明らかとなった。ドップラー幅が恒星大気における原子・分子の熱運動によって決まっているとすると、例えば、太陽では1万度、F型超巨星では30-200万度でなければならないことになったが、恒星大気がこのように高温であることは考えにくい。この現象を見いだした Struve と Elvey<sup>2)</sup> は、熱運動以外にドップラー幅に寄与する別の原因があると考え、その原因は恒星大気にスペクトル線が形成される領域の大きさに比べて微小なガス塊の乱流が存在するためと考えた。

以上のようにして、恒星大気において極めて重要な役割を演ずることになるマイクロ（微小）乱流が発見され、成長曲線による化学分析の方法が確立された。この方法では、まず図1のようにマイクロ乱流速度をいくつか仮定して理論的成長曲線を計算しておき、これと経験的成長曲線が重なるような水平方向の移動から柱密度を、そして垂直方向の一致からマイクロ乱流速度を求める<sup>3)</sup>。経験的成長曲線を作るほど多数の吸収線が測定できない元素については、上記で求めたマイクロ乱流速度に対応する理論的成長曲線を用いて観測された等価幅から柱密度、したがって、化学組成を求めるが、この変換では一般にマイクロ乱流速度が正確に決まっていることが極めて重要である。すなわち、図1から明らかのように、特に等価幅が成長曲線の平坦部にある場合、マイクロ乱流速度のわずかの誤差が、求める柱密度、したがって、化学組成には大きな誤差をもたらすからである。

この成長曲線の方法は、初期（多分1970年代まで）の化学組成解析ではよく使われたが、最近ではあまり使われず、代わりに合成スペクトルに

よる方法が全盛をきわめているようである。これは、計算した合成スペクトルと観測されたスペクトルの差異が最小であることを $\chi^2$ 検定などで判定することにより、化学組成を含むパラメーターを決定するという方法である。最近、同じ低温度巨星のスペクトルを独立に解析して結果を比較検討するというワークショップがウイーンで行われた(収録準備中)が、等価幅の解析を行ったのはわずかに3グループで、ほかのグループはすべてこの合成スペクトル法を使っていた。しかし、合成スペクトル法の問題点は、マイクロ乱流とマクロ乱流(スペクトル線が形成される領域の大きさよりも大きなガス塊の乱流運動で、スペクトル線輪郭に影響するが、マイクロ乱流と異なり等価幅には影響しない)や回転その他の効果を分離することが困難で、マイクロ乱流速度がよく決まらないことである。上に述べたようにマイクロ乱流速度は化学組成の決定に極めて重要であり、このことは合成スペクトル法でも変わらない。マイクロ乱流により直接影響を受ける等価幅の解析からマイクロ乱流速度を決定することが、化学組成解析の基本である。このことを忘れて安易に計算機を過信した合成スペクトル法などを行って正しくない答えに到達することは難しく、混乱して“低温度星スペクトルの解析は困難”ということになるのも当然であろう。本稿で以下に述べる問題は、このような解析方法が不適切であることによる困難ではなく、もっと本質的な困難であるように思われる。

## 2. 赤色巨星・超巨星の成長曲線

古典的な成長曲線の方法を、計算機によるデジタル解析に適した方法で見直してみよう。計算機は適切に使えばもちろん極めて有用な道具である。前節で経験的成長曲線が理論的なそれとよく重なるようにマイクロ乱流速度と化学組成を決定した。このことは、すべての吸収線から求めた化学組成が一致するようにマイクロ乱流速度を決定することと等価である。例えば、KPNO FTSで観測

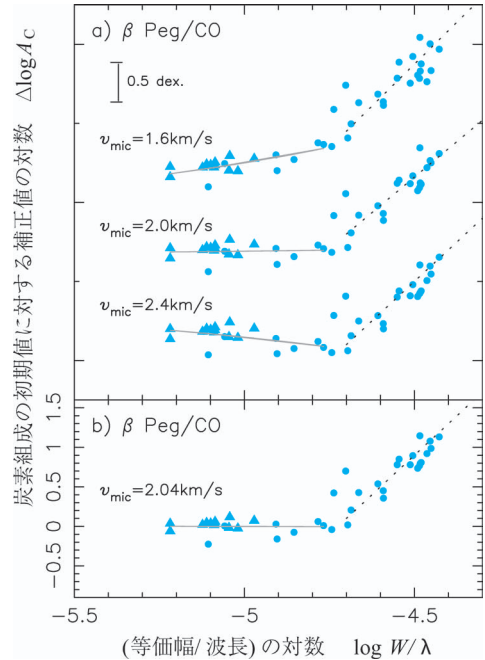


図2 a) ミクロ乱流速度 $v_{mic}$ を仮定して、横軸に示す $\beta$  PegのCO線の等価幅( $\log W/\lambda$ )より求めた炭素組成の初期値に対する補正量( $\Delta \log A_c$ )を縦軸に示す。異なる吸収線から得られる炭素組成はすべて異なり、仮定したマイクロ乱流速度が正しくないことを示す。b) 上記結果の補間により、マイクロ乱流速度 $v_{mic}$ を2.04 km/sとすると、弱い吸収線からはほぼ同じ炭素組成が得られる。しかし、強い線からはこれと首尾一貫した炭素組成は得られず、これらの線は解析不可能であることを示す。なお、図2-5(図4bを除く)では、青丸および青三角はCO第1および第2倍振動の吸収線を示す。

された高分解能赤外スペクトルによるM型巨星 $\beta$  Peg (M2III)のCO第1および第2倍振動の吸収線について、マイクロ乱流速度を適当に1.6, 2.0, 2.4 km/sに仮定して化学組成を求めると、横軸の異なる等価幅の吸収線から得られた縦軸に示す化学組成(この場合炭素組成)は一致しない(図2a)。ここで、どのようなマイクロ乱流速度を仮定しても右半分を占める比較的強い吸収線は右上がりの傾向を示し、これらの吸収線から同じ化学組成が得られることは絶望的である。そこでまず比

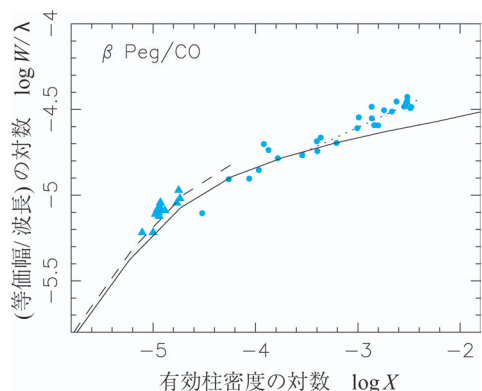


図3 M型巨星β PegのCO吸収線による経験的成長曲線(青印)の平坦部にある強い吸収線は、理論的成長曲線(黒線)から上向きに逸脱しているが、この原因は不明である。なお、これらの吸収線は、図2bで解析不可能であった強い吸収線である。

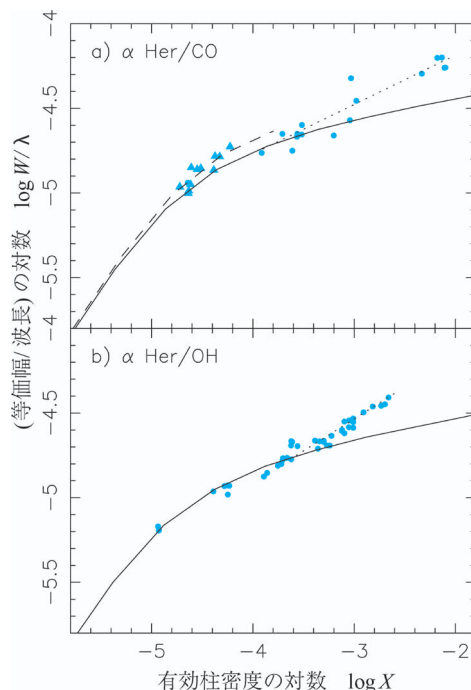


図4 M型巨星α Herの経験的成長曲線(青印)および理論的成長曲線(黒線)。a) CO第1および第2倍振動の吸収線。b) OH基準振動の吸収線。

較的弱い吸収線<sup>\*1</sup>にのみ着目すると、マイクロ乱流速度を2.04 km/sとすれば、これらから同一の炭素組成が得られる(図2b)。これらの解析は、古典的なマイクロ乱流モデルによるスペクトル線形成理論に従って行われている。この理論は、弱い吸収線の首尾一貫した解析を行うことは可能であるが、強い吸収線には無力であることを図2bは示している<sup>4)</sup>。

上で述べたことを成長曲線で見直してみると図3のようになる。ここで、青丸および青三角はβ PegのCO第1および第2倍振動線の経験的成長曲線、実線および鎖線は上で弱い吸収線から求めたマイクロ乱流速度と炭素組成を用いて計算されたCO第1および第2倍振動線の理論的成長曲線<sup>\*2</sup>

である。図3で、弱い吸収線の経験的成長曲線は理論的なそれとよく一致しているが、強い吸収線の経験的成長曲線の平坦部が、図3のように急激に上向くことは、理論では全く説明できない。この現象を前節で述べた減衰翼の寄与で説明することはできない。赤色巨星では大気密度が小さいため衝突減衰が効かず、減衰翼はほとんど発達しないことが知られており、図1および図3-5の理論的成長曲線でもこのことは確かめられる。

ほかの例として、より晩期のα Her (M5Ib-II)

<sup>\*1</sup> これは前節で述べた成長曲線の直線部にある“微弱な吸収線”のみでなく、平坦部のより強くおよそ  $\log W/\lambda \leq -4.75$  の吸収線も含む。本稿ではこのような吸収線を“弱い吸収線”、 $\log W/\lambda > 4.75$  の線を“強い吸収線”と呼ぶことにする。古典的なマイクロ乱流モデルで解析できるのはこのような“弱い吸収線”のみであることが、経験的に明らかにされた<sup>4)</sup>。

<sup>\*2</sup> これは1本1本の吸収線についてモデル大気を用いて計算されるので、吸収線の数だけ理論的成長曲線ができる。これらを用いて、図2の縦軸の化学組成は、横軸の各吸収線の等価幅から求めたものである。図3-5に示す理論的成長曲線は、代表的な1本の吸収線についての成長曲線を例として示したものである。これに対し古典的な理論的成長曲線<sup>1)</sup>は、モデル大気は使用せずこれを簡単な仮定で置き換え、厳密性は若干損なわれる代わりに一般性をもたせたものである。



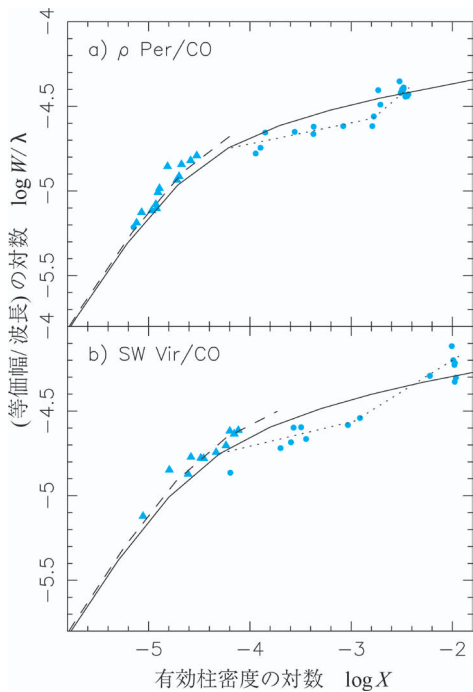


図5 青丸で示すCO吸収線の経験的成長曲線の平坦部であるべき部分が下方に凹んでいて、理論的成長曲線では全く説明できない。a) M4型巨星  $\rho$  Per. b) M7型巨星 SW Vir.

についてCO分子の第1および第2倍振動、およびOH分子の規準振動の吸収線について同様の解析を行い、結果を成長曲線の形で図4aおよび図4bに示す。やはり比較的弱い線では経験的成長曲線は理論とほぼ一致しているが、強い吸収線は成長曲線の平坦部より上向きに離れていく。同様の結果は他の多くのM型巨星に見られるのみならず、すでに早期のK型巨星  $\alpha$  Boo (Arcturus: K2IIIp) から同じ傾向が見られ、特に強い線を多く含むCO分子の規準振動線では、強い線は理論的成長曲線の平坦部から大きく逸脱しており、K型巨星にもM型巨星と同じ問題があることが明確となった<sup>5)</sup>。

しかし、他のM型巨星ではさらに驚くべきことが見いだされた。M型巨星  $\rho$  Per (M4II) および SW Vir (M7III) について、CO分子の第1および第2倍振動線についての同様の解析の結果を

図5aおよび図5bに示す。これらの星では、観測された強い吸収線の等価幅は、やはり理論的成長曲線の平坦部には載らず、むしろそれより下向きに逸脱している。すなわち、今まで述べてきた星とは逆に、強い吸収線の観測された等価幅は理論値よりも小さい。早期K型巨星から晩期M型巨星まで約20個の赤色巨星について同様の解析を行った結果、これらの星の比較的強い分子線は、すべて現在のスペクトル線形成理論の予測よりも強いのか、または逆に弱いかのいずれかであった。したがって、古くから親しまれてきたマイクロ乱流モデルによる成長曲線の方法は、赤色巨星では破綻することが明らかとなった。

このような経験的成長曲線の奇妙な振舞は、赤色超巨星  $\alpha$  Ori (Betelgeuse: M1-2Ia-Ib) についてはすでに30年近く前に報告されていたが<sup>6)</sup>、その後詳しく調べられることなく、未解決のまま残されていた。われわれはこの現象がK型巨星を含む赤色巨星・超巨星の一般的現象であることを見だし、その重要性を喚起した<sup>5)</sup>。古くから知られている成長曲線が、このように理解し難い奇妙な振舞をするのは何を意味するのであろうか？

### 3. 赤色巨星・超巨星の分子雲

赤色巨星・超巨星で予想外の観測の一つは、これらの星では水蒸気のスペクトルが普遍的に観測されることである。化学平衡の理論によれば、 $H_2O$ のような3原子分子はよほどの低温でないと形成されず、最晩期のM型巨星であるミラ型変光星などにしか観測されないと考えられていた。しかし、すでに半世紀近く前に、この常識に反して早期M型巨星・超巨星に水蒸気のスペクトルが発見された<sup>7)</sup>。しかしながら、この発見はあまりに予想外であったため長い間受け入れられず、さまざまな紆余曲折を経てようやくこの発見が正しく理解されるに至った経緯については、別稿<sup>8)</sup>に述べた。

その後の赤色巨星・超巨星における水の研究に

関しては、M型巨星のみならず、K型巨星にもついに水蒸気のスペクトルが発見された。まず、赤外宇宙天文台ISOによるK型巨星 $\alpha$  Tau (Aldebaran: K5III) のスペクトルの $6\mu\text{m}$ 領域に、 $\text{H}_2\text{O}$   $\nu_2$  規準振動による吸収帯が同定された<sup>9)</sup>。次に、地上からの観測が可能な $11\mu\text{m}$ 領域において、さらに早期のK型巨星 $\alpha$  Booの高分解能スペクトルに $\text{H}_2\text{O}$ の回転遷移による吸収線が観測された<sup>10)</sup>。これらの観測が何を意味するかについては意見が分かれており、統一の見解は得られていない。しかし、水は古典的な熱化学の予想に反して、K型巨星を含む赤色巨星・超巨星に普遍的に存在することは、最早疑う余地のない観測事実である。

一方、われわれは赤色超巨星や晩期M型巨星の低励起の強いCO分子線の線輪郭や視線速度の解析から、これらの分子線は光球起源としたのでは理解できず、外層の準静的分子形成領域にその起源をもつのではないかと考え、簡単のためこれをMolsphere (分子光球) と呼ぶことにした<sup>8)</sup>。このように低励起の強いCO吸収線が、光球起源では説明できないという現象は、多分氷山の一角に過ぎず、実際にはさらに広範囲の吸収線が、同様の現象を示す可能性が明らかとなった。それは前節で明らかとなったように、多くの赤色巨星の高分解能赤外スペクトルに観測されるCO、OHなどの分子吸収線のうち、古典的なマイクロ乱流モデルによるスペクトル線形成理論により解析可能なのは比較的弱い線のみであり、ある強度以上の分子線は、全く解析不可能であることが明らかとなったことに関連する。これら分子線には2 eVに達する高励起の線までを含んでいるので、上で低励起の強いCO線について考えたMolsphereよりも広い温度領域にわたる複合的大気構造により、形成されたものではないかと考えられる<sup>4)</sup>。

このような複合的構造として、例えば大気中に分子雲が形成されている可能性が考えられる。このような分子雲が大気中に形成されると、光球で形成された分子吸収線は、この分子雲による吸収

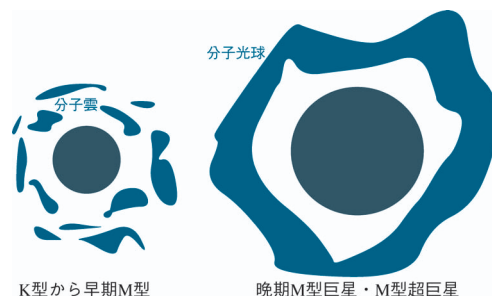


図6 晩期M型やM型超巨星における分子雲は、右図のような大気全体を覆う分子光球 (Molsphere) ともいべき巨大な分子領域を形成していると考えられる。一方、K型や早期M型巨星の大気でも分子雲は形成されているが、これらは左図のようにまだ巨大なMolsphereのようなものには成長していないであろうと想像される。

によりさらに強くなるか、または分子雲の存在する場所や温度によっては分子雲で生じる輝線によって弱められることもあると思われる。このことは、観測される比較的強い分子線が、理論的成長曲線よりも強くなって上方に逸脱したり、または星によっては逆に弱くなって下方に逸脱したりするという、前節で述べた成長曲線の奇妙な振舞いが説明できる可能性を示唆する。また、この節で最初に述べたK型巨星における予想外の水の存在も、このような分子雲が存在すると考えれば、容易に理解される。これらのことから、K型や早期M型巨星の大気ですでに分子雲は形成され、これらは図6左に示すようにまだ大気中にぶかぶか浮かんでいる段階であろうと想像される。一方、赤色超巨星や晩期M型巨星で、当初観測を説明するために便宜的に導入されたMolsphereは、このように大気中に形成された分子雲が集積して、図6右に示すような大規模な分子領域に成長したものと考えることができるであろう。いずれにしても、分子雲の形成はK型よりも晩期のM型巨星やM型超巨星の大気では普遍的現象ではないかと考えられる<sup>5)</sup>。

赤色超巨星における十分発達した分子領域—Molsphere—の存在は、空間干渉計によりCO、

H<sub>2</sub>Oなどの分子線の強いスペクトル領域で測定された Visibility<sup>\*3</sup>から得られた星の半径が、連続スペクトル領域におけるそれよりも有意に大きいことが示されたことにより実証された<sup>11)</sup>。このような空間干渉計から得られた Visibilityと赤外スペクトルを併せて解析することにより、最初赤外スペクトルの解析のみから予想していた Molsphere の描像はほぼ正しかったことが明らかとなり、最終的にその存在が確認された<sup>12)</sup>。さらに究極的な観測として、高いスペクトル分解能で高い空間分解能の観測を行うことが、遂に ESO の大型干渉計により実現された<sup>13)</sup>。このような観測の詳細な解析によると、赤色超巨星  $\alpha$  Ori の CO 吸収線の線輪郭の短波長側と長波長側での Visibility から復元された（一次元に圧縮された）星像は明らかに異なっており、短波長側から得られた星像は、連続光から得られたそれに比べて一方向に大きく膨らんでいることが明らかにされた<sup>14)</sup>。これはあたかも巨大な分子雲が非対称に膨張しているかのようである。このような大型空間干渉計により、恒星大気における雲の分布や運動までが明らかにされ、赤色巨星・超巨星における分子雲の研究に明確な観測的基礎が得られたことの意義は極めて大きく、今後さらに多くの天体に適用されることが望まれる。

#### 4. 褐色矮星のダスト雲

褐色矮星については、1995年に正真正銘の褐色矮星 Gl 229B が発見<sup>15)</sup>されて間もない頃、本

誌でも予備的考察を試みた<sup>16)</sup>。その後、さまざまな赤外探査により、M型矮星よりも低温の天体は続々と発見された<sup>17)</sup>。これら低温の天体は、概してM型矮星では強かった TiO, VO が弱くなり、CO, H<sub>2</sub>O などは強く、また、赤外では非常に赤い色を示すという特徴がある。これらの天体には新しいスペクトル型として L型が割り当てられた<sup>18)</sup>。早くから褐色矮星候補として知られていた GD 165B<sup>19)</sup>には、光球大気にダストが存在することが初めて示された<sup>16)</sup>。L型には一般にダストが存在し、そのため非常に赤い色を示すものと考えられる。一方、Gl 229B に似た褐色矮星もやがて多数発見された<sup>20)</sup>。これらの褐色矮星は、H<sub>2</sub>O は相変わらず強いが CO に代わり CH<sub>4</sub> が強くなり<sup>21)</sup>、近赤外ではむしろ青いという特徴をもつ。これらの天体は L型矮星よりもさらに温度が低いと考えられ、スペクトル型として T型が割り当てられた<sup>18)</sup>。しかし、L型よりも低温と考えられるにもかかわらず、ダストの痕跡はほとんど認められない。このように、M型矮星よりも低温の極低温天体には、二つの異なるタイプがあることが明らかとなった。そのため、L型矮星についてはダストを取り入れたモデルが、また T型矮星についてはダストの直接的効果は考慮しないモデルが作られ、それぞれ観測事実を少なくとも定性的には説明できた<sup>16)</sup>。

ダストが生成するための必要条件は、大気の温度がダストの凝固温度  $T_{\text{cond}}$  より低くなることである。図7にはダストの例としてアルミナ

\*3 点光源からの光を2光路に分けたのち重ね合わせると、明瞭なコントラストの干渉縞が見られる（ヤングの実験）。光源が大きさをもち、その光源の各点からの光はやはり同じような干渉縞を作るが、それらは焦点面では光源の拡がりの方向に少しずつずれた干渉縞を作るので、これら個々の干渉縞が重なりあって、全体として干渉縞のコントラストは悪くなる。Visibility（可視度）とは、このような干渉縞のコントラストを数値的に評価したものである。以上のことから、点光源による Visibility は非常に良いが、光源が大きくなると Visibility は一般に悪くなる。このことを利用して、Visibility の測定から逆に光源の大きさを知ることができる。このように、干渉縞の“ぼやけ”の程度から天体の大きさがかわるといふ独創的で偉大なアイデアは、19世紀中葉、H. Fizeau により提唱されたが、1921年になって、A. A. Michelson と F. G. Pease は、この原理により赤色超巨星  $\alpha$  Ori の視直径を実際に測定することに成功した。現在、この原理は、電波から光学領域にわたるすべての空間干渉計の基礎として、天体の空間構造の解明に大きな役割を果たしている。

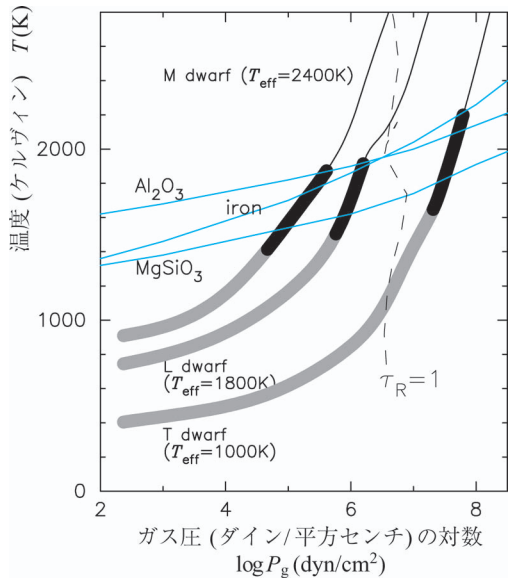


図7 M, L, およびT 型矮星の代表例の熱構造. 青線はアルミナ ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), 鉄 (Fe), シリケート ( $\text{MgSiO}_3$ ) の凝固温度  $T_{\text{cond}}$  を示す. 鎖線は光学的深さがほぼ1になる場所を示す. 黒の太線はダスト雲が存在する領域, グレイ太線はダストが大きく成長しすぎて沈殿してしまう領域を示す.

( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), 鉄 (Fe), シリケート ( $\text{MgSiO}_3$ ) について凝固温度  $T_{\text{cond}}$  を青線で示す. また, いくつかの低温天体の光球大気熱構造を黒とグレイの実線で示す. この図から明らかかなように, M, L, およびT型矮星では光球大気中でダスト生成の必要条件が満たされ, 凝固温度  $T_{\text{cond}}$  の青線よりも下の領域 (大気上層部: 図7で黒およびグレイの太線で示す) ではダストの形成が可能である. さらに図7で光学的深さがほぼ1 ( $\tau_R \approx 1$ ) となるところを黒の鎖線で示す. これから, M型矮星でもすでにダストは表面近くででき, L型矮星ではちょうど  $\tau \approx 1$  のあたりから表面にかけてでき, そしてT型矮星ではダストは光学的に深いところから表面までびっしりできる可能性があることが

わかる. しかし, このこと, ダストの効果はL型矮星にのみ観測され, T型矮星にはダストの影響がほとんど認められないことは, どのように理解すれば良いであろうか?

この問題は, 簡単な仮定を導入することにより, 解決された. すなわち, 一般にダストは, 大気中で温度がそのダストの凝固温度  $T_{\text{cond}}$  になったところで形成されるが, それよりも温度の低い上層部にはダストがどこまでも存在できるわけではなく, ある限界温度  $T_{\text{cr}}$  以下の低温では, ダストは大きく成長し過ぎて沈殿してしまうと考える. すなわち, ダストは温度  $T$  が  $T_{\text{cr}} < T \leq T_{\text{cond}}$  であるような限られた領域にのみ存在できる, または, ダストはある厚さをもった雲の形でのみ存在できる, と仮定する. このよう仮定のもとで, ダスト雲が存在できるおおよその領域を, 図7で黒の太線で示す. T型矮星では, この黒の太線で示されたダスト雲は, 図7で示した  $\tau_R = 1$  の鎖線より深いところにあり, 図8右に示すように完全に光学的に深い領域に沈んでいるので, 観測的な効果は示さない. 一方, L型矮星では, このダスト雲は  $\tau_R = 1$  の鎖線より浅い所にあり, 図8左に示すように光学的に浅い領域にあるので, 観測にかかる効果を示す. このようにして, 初期の試みでは2種類の異なるモデルが必要であったが, 有限の厚さのダスト雲を考えることにより, この2種類のモデルは単一のモデル系列に統一することができた. したがって, この考えに基づくモデルを Unified Cloudy Model (UCM) と名づけた<sup>22)</sup>. なお, 図7からM型矮星にもその表面近くにダスト雲が存在するはずであるが, このことは観測的にも知られている<sup>23)</sup>.

われわれのUCMによりL型およびT型矮星の赤外線指数を計算して, 観測データと比較した一例を図9に示す. この図では, 経験的に求めた有

\*4 これらの天体は, 近くにあるので視差は容易に決定できる (というよりも暗いので近くにあるものしか観測できない) ので, 赤外線観測による全輻射量と併せて光度  $L_{\text{bol}}$  がわかる. 一方, 内部構造論によりこれら天体の半径は良い近似で木星半径  $R_{\text{Jup}}$  にほぼ等しい<sup>24)</sup>.  $L_{\text{bol}} = 4\pi R_{\text{Jup}}^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$  ( $\sigma$ : シュテファン・ボルツマン定数) から, 有効温度  $T_{\text{eff}}$  がわかる<sup>25)</sup>.



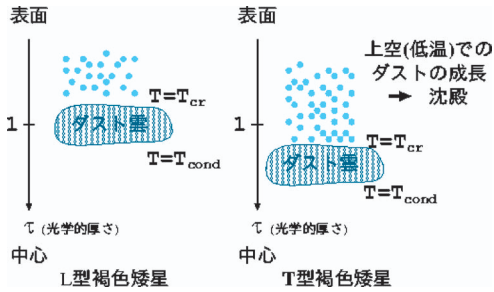


図8 褐色矮星で、大気温度が固体の凝固温度より低くなるとダストが形成されるが、最初は分子間の凝集力よりも表面張力が勝りダストは大きく成長できず、周囲のガスと動的平衡を保って浮かんでいる。すなわち、ダスト雲が形成される。しかし、温度がさらに低い領域では、分子間力が表面張力に打ち勝ってダストは大きく成長するので、実際には沈殿してしまう。図の青点はこのように大きく成長した時点でのダストを示しているが、実際には沈殿してしまうためこのようなダストが青点の場所に存在するわけではない。L型矮星では、ほぼ $\tau \approx 1$ での温度に近い有効温度が、凝固温度(図7参照)とあまり違わないため、左図に示すように凝固温度のところからでき始めるダスト雲は、 $\tau \approx 1$ の付近にできることになり、観測的效果を示す。T型矮星では、有効温度( $\tau \approx 1$ での温度)が低いため、ダストが凝固し始めるような温度は深いところ( $\tau \gg 1$ )になり、右図に示すようにダスト雲は光学的に深いところでき、観測的效果は示さない。

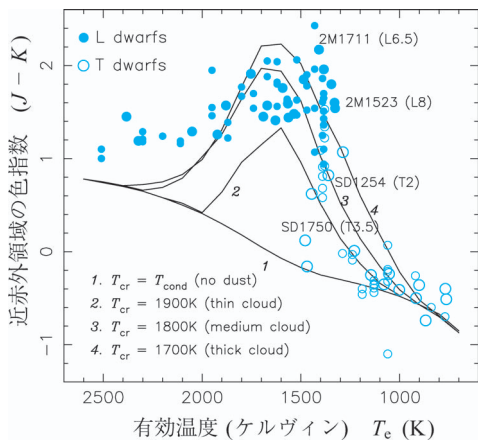


図9 LおよびT型矮星のJ-Kの観測値(青丸)とモデルによる予測値(実線)を有効温度 $T_{\text{eff}}$ に対してプロット。

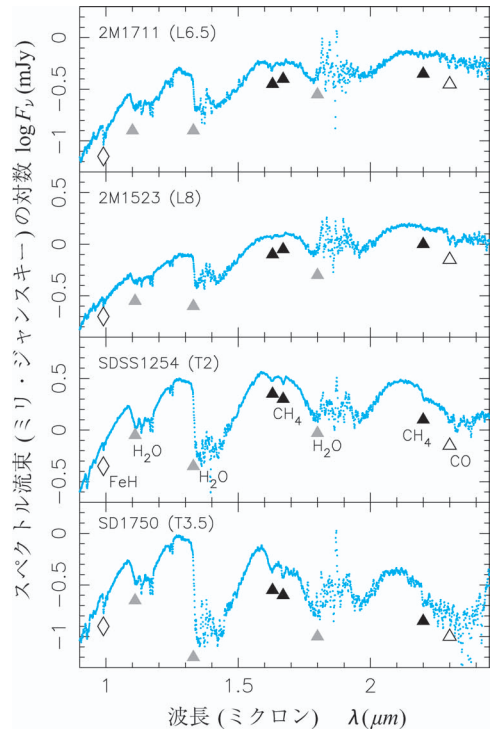


図10 「すばる」で観測されたLおよびT型矮星の赤外スペクトルの波長(ミクロン)に対するプロット。これら4天体のスペクトル(したがってスペクトル型)は非常に異なっているが、図9に示すように有効温度 $T_{\text{eff}}$ はほとんど変わらず、限界温度 $T_{\text{cr}}$ が上図で上から下にかけて高く(ダスト雲の厚さは薄く)なっている。スペクトルの特徴を決めるのは、恒星のように有効温度 $T_{\text{eff}}$ ではなく、限界温度 $T_{\text{cr}}$ 、すなわち、ダスト雲の厚さであることがわかる。

効温度 $T_{\text{eff}}^{*4}$ に対して、観測された赤外色指数 $J-K$ を青丸で示し、限界温度 $T_{\text{cr}}$ を変えてUCMにより計算した $J-K$ を実線で示してある。L型矮星では晩期になるに従いダスト雲が厚くなるので $J-K$ は大きく、すなわち、赤くなるが、T型になるとダスト雲は大気の奥深くに沈潜するため $J-K$ は再び青くなる。また、限界温度 $T_{\text{cr}}$ が低いほどダスト雲は厚いので、有効温度 $T_{\text{eff}}$ が同じであっても $J-K$ は赤くなる<sup>26)</sup>。ここで、褐色矮星ではダストが大気全体に一樣に存在するとしたのでは観測は全く説明できず、比較的薄いダスト雲の形

で存在することが本質的である。

次に、図10には「すばる」で観測した4個の褐色矮星のスペクトル<sup>27)</sup>を示す。これらは経験的に求めた有効温度が、図9に示すように $T_{\text{eff}} \approx 1,400 \pm 100 \text{ K}$ の範囲でほとんど同じであるにもかかわらず、見かけのスペクトル、したがって、スペクトル型は非常に異なる。また、これら4個の天体の有効温度はほとんど同じであるが、 $J-K$ は広い範囲に散らばっている。図9で $J-K$ の観測値と理論値の比較から限界温度 $T_{\text{cr}}$ が推定でき、4個の天体の限界温度 $T_{\text{cr}}$ は、おおよそ1,600 K (2MASS 1711), 1,700 K (2MASS 1523), 1,800 K (SDSS 1254), 2,000 K (SDSS 1750) と推定される。この順序でダスト雲は薄くなるが、有効温度 $T_{\text{eff}}$ は殆ど同じであるのに、図10でスペクトル型がL型からT型が変わるのは、このようなダスト雲の厚さの変化に対応している。これら有効温度 $T_{\text{eff}}$ および限界温度 $T_{\text{cr}}$ に関する結果は、観測とUCMによる予測スペクトルを直接比較することによって確かめられる。一例としてSDSS 1254についての結果を図11に示す。以上から結論されることは、L型およびT型矮星ではスペクトル型や色指数を決定する主な要因は、恒星のように有効温度 $T_{\text{eff}}$ ではなく、限界温度 $T_{\text{cr}}$ 。したがって、ダスト雲の厚さであるということである。このように褐色矮星ではダスト雲が極めて重要な役割を担っている。このようなダスト雲について簡単な仮定を導入したわれわれのUCMにより、褐色矮星に関するさまざまな観測の首尾一貫した理解が可能となった。最近では、わが国の赤外天文衛星「あかり」により初めて明らかにされた褐色矮星の2.5–5.0  $\mu\text{m}$ 領域のスペクトルの解析にも応用された<sup>28)</sup>。

UCMは基本的には恒星大気モデルの方法を褐色矮星にも適用したものである。ここで、ダストをいかに採り入れるかが新たに問題となったが、これも最初は赤色矮星で試みた結果を拡張したものである。この際、新に導入した仮定は、ダスト

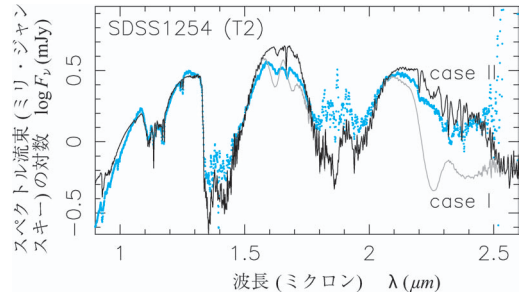


図11 T型矮星の観測されたスペクトル (青点) と、限界温度 $T_{\text{cr}}=1,800 \text{ K}$ および有効温度 $T_{\text{eff}}=1,300 \text{ K}$ のモデルによる予測値 (実線) の比較。モデルスペクトルには、case IおよびIIが示されているが、これはメタン ( $\text{CH}_4$ ) の吸収係数の扱い方の違いによるもので、このように分子分光データが不十分であることが困難な問題の一つである。

が熱力学に従って凝固温度 $T_{\text{cond}}$ で生成するが、できたダストは永劫に存在するのではなく、ある限界温度 $T_{\text{cr}}$ でダストは沈殿するなどして消滅してしまうと仮定したことである。この $T_{\text{cr}}$ はUCMでは本質的な役割をするが、いまのところこれは観測を説明できるように導入されたパラメーターに過ぎない。しかし、このような経験的なパラメーターの導入は、天文学ではしばしば行われる。例えば、スペクトル解析で重要な役割を果たすマイクロ乱流速度も、いまだに観測を説明できるように導入されたパラメーターの域を出ず、またUCMの計算でも対流の扱いに使われる局所的混合距離理論では、混合距離と呼ばれるパラメーターを仮定している<sup>1)</sup>。したがって、限界温度 $T_{\text{cr}}$ を観測を説明できるように仮定することは、あながちUCMの瑕疵というわけではない。しかしながら、限界温度 $T_{\text{cr}}$ が、天体によってまちまちの値を取るのはいかなる理由によるのかは、説明する必要がある。

われわれのUCM以外にも、惑星大気構造論やダスト形成理論などから出発した褐色矮星のモデルが知られているが、ダスト雲の大きさなどの特性については、やはり何らかのパラメーターを導

入する必要があることに変わりはない。これら異なるアプローチによるモデルの比較検討を行うワークショップが行われた<sup>29)</sup>。UCMを含む5種の褐色矮星大気モデルの大局的構造は基本的には一致するが、ダスト雲の性質や観測特性の予測についてはなお問題があることが明らかとなった。われわれのUCMは、観測と明確に対応する限界温度 $T_G$ をパラメータとする半経験的モデルであり、現在あるモデルのなかでは最も簡単なモデルであるが、少なくとも観測データの解析には柔軟に対処することが可能である。われわれにとって幸いなことに、L型およびT型矮星は、恒星大気構造論の枠内でかろうじて扱うことができた。しかし、いま話題となっている地球型系外惑星は、恒星大気構造論の枠内で論ずることは多分不可能で、おそらく気象学や惑星物理学の方法に学ぶ必要があるであろう。

## 5. おわりに

19世紀中葉、G. R. KirchhoffとR. W. Bunsenにより天体分光学が創始され、その後1世紀にわたる恒星スペクトルの解読に関するさまざまな試みは、前出のUnsöldの教科書<sup>1)</sup>に集約されている。この大著では局所的熱力学平衡(LTE)の近似が極めて有効であることが強調されており、この近似のもとに主として太陽および太陽類似星のスペクトルからどれだけのことがわかるかが、徹底的に追求されている。しかし、より高温の星では強い放射が卓越し、LTEの近似は必ずしも成り立たないことが明らかとなった。LTE近似によらず放射場と原子・分子の相互作用を首尾一貫して取り扱う一般的方法(いわゆるnon-LTE解析)が、1960年代から進歩しつつあった計算機の威力を借りて発展した。その方法と成果はMihalasの教科書<sup>30)</sup>に詳しくまとめられ、高温度星スペクトルの解析の指針となっている。

さて、われわれの主題である低温天体のスペクトルの解読・解析の指針となる教科書は、残念な

がら存在しない。そのためもあってか、高性能観測装置により次々ともたらされる新しい観測結果に対しても対症的扱いに終始し、本質的理解には至らないのが現状である。これら低温天体の大気では、分子やダストが形成されることが、太陽型星や高温度星にない特徴であることは間違いない。しかし、このことは、従来考えられていた恒星大気に、単に分子やダストをつけ加えればよいというような単純な問題ではないように思われる。分子は、原子に比べて物質およびエネルギーの変換・収支にはるかに多様な自由度をもち、さらにダストの形成を含む相転移により、大気構造に本質的な新しい要素をもたらすと考えられる。例えば、これまでの恒星大気構造論では、恒星大気は常に雲一つない快晴であると考えてきたが、この仮定は正しいのであろうか？しかし、すでに褐色矮星の大気ではダスト雲が重要な存在であることが明らかにされている。赤色巨星、超巨星については、現在知られている観測から、これら天体の大気は明らかに非均質な複合的構造を示しており、これらの天体では、対流、乱流、さらには特に電磁流体的擾乱<sup>31)</sup>などにより大気にガス密度の不均一が生じ、それが成長することは容易であろう。特に分子やダストが形成されやすい熱力学的環境下においては、分子雲やダスト雲が形成されることは、むしろ自然の成行きと考えられる。赤色巨星、超巨星から褐色矮星に至る低温天体の理解には、このような“雲”の理解が不可欠であるように思われる。

いまや宇宙における生命の存在までが経験科学の対象となりつつあるが、そのためには生命の揺籃の場である低温天体の理解が不可欠である。もちろん、このためには本稿で扱ったよりもさらに低温の天体が問題となるが、現在手近にある低温天体により低温天体を扱う方法を究め、将来の研究に明確な指針を確立することが望まれる。

## 謝 辞

まず、本稿の執筆の機会を与えていただき、内容について多くの貴重なご意見をいただいた天文月報編集委員会の鈴木 建さんに感謝する。また、本稿は、筆者が主に定年退官後に行った研究に基づいている。その間、研究費がなくなり困ったこともあったが、途中から“常勤的職”になくても科学研究費に申請できるようになり、ようやく一息つくことができた<sup>32)</sup>。これについてご理解、ご支援いただいた方々に感謝する。また、退官後も天文学教育研究センター長の吉井 譲教授をはじめ所員の方々のご配慮により良好な研究環境で研究できたこと、また、田辺俊彦、峰崎岳夫、半田利弘、加藤夏子の方々には計算機ソフトやネットワーク環境について多くのご教示をいただいたことに感謝する。

## 参考文献

- 1) Unsöld A., 1955, Physik der Sternatmosphären mit Besonderer Berücksichtigung der Sonne, 2ten Auf., Springer-Verlag, Berlin
- 2) Struve O., Elvey C. T., 1934, ApJ 79, 409
- 3) スペクトルの解析の方法の簡単な解説としては、例えば、辻 隆, 2003, 天文の事典(磯部琇三ほか編), III-2, pp. 186–209, 朝倉書店
- 4) Tsuji T., 2008, A&A 489, 1271 (revised, ArXiv: 0807.4387v2)
- 5) Tsuji T., 2009, A&A 504, 543
- 6) Lambert D. L., et al., 1984, ApJ 284, 223
- 7) Woolf N. J., Schwarzschild M., Rose W. K., 1964, ApJ 140, 833
- 8) 辻 隆, 2001, 天文月報 94, 204
- 9) Tsuji T., 2001, A&A 376, L1
- 10) Ryde N., et al., 2002, ApJ 580, 447
- 11) Perrin G., et al., 2005, A&A 436, 317
- 12) Tsuji T., 2006, ApJ 645, 1448
- 13) Ohnaka K., et al., 2009, A&A 503, 183
- 14) Ohnaka K., et al., 2011, A&A 529, A163
- 15) Nakajima T., et al., 1995, Nature 378, 463
- 16) 辻 隆, 1997, 天文月報 90, 14
- 17) Kirkpatrick J. D., Beichman C. A., Skrutskie M. F., 1997, ApJ 476, 311; Delfosse X., et al., 1997, A&A 327, L25
- 18) Kirkpatrick J. D., et al., 1999, ApJ 519, 802
- 19) Becklin E. E., Zuckerman B., 1988, Nature 336, 656
- 20) Strauss M. A., et al., 1999, ApJ 522, L61; Burgasser A. J., et al., 1999, ApJ 522, L65
- 21) Oppenheimer B. R., et al., 1995, Science 270, 1478
- 22) Tsuji T., 2002, ApJ 575, 264; Tsuji T., 2005, ApJ 621, 1033; UCMの詳細は, <http://www.mtk.ioa.s.u-tokyo.ac.jp/~ttsuji/export/ucm>
- 23) Jones H. R. A., Tsuji T., 1997, ApJ 480, L39
- 24) Burrows A., et al., 2001, Rev. Mod. Phys. 73, 719
- 25) Vrba F. J., et al., 2004, AJ 127, 2948
- 26) Tsuji, T., Nakajima, T., 2003, ApJ 585, L151
- 27) Nakajima T., Tsuji T., Yanagisawa K., 2004, ApJ 607, 499
- 28) Yamamura I., Tsuji T., Tanabé T., 2010, ApJ 722, 682; Tsuji T., Yamamura I., Sorahana S., 2011, ApJ 734, 73 (8pp)
- 29) Helling Ch., et al., 2008, MNRAS 391, 1854
- 30) Mihalas D., 1978, Stellar Atmospheres, 2nd ed., W. H. Freeman and Co., San Francisco
- 31) Suzuki T. K., 2007, ApJ 659, 1592
- 32) 科学研究費による研究成果報告書 (No. 11640227, 2003; No. 17540213, 2010) は, <http://www.mtk.ioa.s.u-tokyo.ac.jp/~ttsuji/export/reports>

## Cloud Formation Seen in the Spectra of Cool Objects—From Red Giants to Brown Dwarfs

Takashi TSUJI

*Institute of Astronomy, University of Tokyo, 2-21-1 Osawa, Mitaka, Tokyo 181-0015, Japan*

Abstract: Spectra of cool objects such as red (super) giants and brown dwarfs are not yet well understood compared to those of hotter stars. Moreover, we find that a well established classical method such as the curve-of-growth method fails in red giants. A noticeable unexpected finding is that water vapor was observed in the spectra of K giant stars. Does this mean the presence of water vapor in the form of clouds? In the cooler brown dwarfs, the observed data can be understood not by the presence of dust but only if the dust exists in the form of thin dust clouds. The spectra and colors of L and T dwarfs can be understood consistently by our Unified Cloudy Models (UCM) assuming that the thickness of the clouds differs in different objects. But the reason why the thickness of the clouds differs in different objects remains unknown. So far, we assumed that stellar atmospheres are always clear without clouds, but it seems that recent observations of brown dwarfs as well as of red (super) giants provide some clues for investigating the cloud formation in cool objects.