

# 星の進化論の発展

—進化した星の内部構造に関する話題—

杉本大一郎\*

## 1. はじめに

1960年代後半からこの10年間、天文学は新天体発見の時代であった。特に電波天文学とX線天文学では、新しい技術を取り入れた測定器を動かせば、必ず何かが見付かったといっても、過言ではない。そういうこともあって、理屈の学問という側面が濃い星の内部構造論や進化論は、学会に発表される論文数からいっても、やや影が薄かったことは否めない。

それでは、誰かさんの解説本にあったように、“星の進化論の大筋は1950年代に確立された”ので、もうあまり面白い話はないのであろうか。確かに、星の進化のストーリーは、すでに出来上っているともいえる。しかし、新しい現象を説明する時に、数値のオーダーを合わせて作った見事なストーリーも、物理学の基礎法則を定量的に適用したり、新しい事実が発見されたりした時、困難に遭遇するというのは、よくあることである。準星(QSS)爆発を超大質量星で説明しようとした時の結末などは、その典型的な例である。超大質量星は定量化し、物理学に戻って調べることが出来るので、そのような考えは比較的速く崩れることが可能であった。

## 2. 星の進化論の2つの側面

もちろん、星の進化論にも、新天体発見に伴って新しい側面が生まれて来ている。それは、進化の最初と最後だといわれる。電波天文学の観測によって、星の生まれるような高密度ガス雲について、詳しいことが解って来た。パルサーやX線天体に関連して、中性子星やブラック・ホールが議論された。星の進化の筋道そのものではないが、進化の途中で起こるエピソード、すなわち星の質量放出、近接連星における質量交換、近接連星がX線放射をする機構なども詳しく議論されるようになった。

しかし、星の構造、進化論という立場から見ると、基本的なことでは解っていないことは、まだまだ多い。上にのべたような新しい問題に関しても同様である。質量放出をしている星では、星の大気は普通の場合よりも広が

り、大気は球面として扱われなければならない。まず、この取扱い(適当な近似)がわからない。これを何とか処理したとしても、星の構造に関する次の基本問題が解明されていない。いま、星の構造の理論を質量の流入・流出がある場合にまで拡張し、質量の流入率を $\varphi$ とする。星の構造を考えると、 $\varphi=0$ では定常問題(固有値問題となる)の解が存在しない場合がある。このとき、 $\varphi=\varphi_1 \neq 0$ の解なら存在するのであろうか。もっと一般的に言えば、 $\varphi$ を固有値として問題を解いたとき、固有値は1個なのか。複数有限個なのか、それとも無限個存在するのか。

X線星のモデルで、コンパクトな星にガスが降り積もる話をする。X線星として見えている時期には、降り積もる速さは、エディントン限界という臨界値以下であろう。しかし、近接連星の進化において、連星間に質量交換が起こるときには、エディントン限界をはるかに超えるガスが降って来る。その時、コンパクトな星に積もって光学的に厚くなったガス(つまり星の一部分と化したガス)はどうなるのであろうか。光学的に厚いガスの半径は、実際には無限大になるのであろうか。このような基本的問題さえも解っていない。

ブラック・ホールにしてもそうである。今や有名になった。富松彰、佐藤文隆両氏のTS解によって、アインシュタイン方程式の解は回転・変型のある場合に拡張された。これによって、ブラック・ホールに関する理解は大きく進んだといってよい。しかし、彼等が謙そんして言うように、TS解は真空中における定常解の一部なのである。(もっと一般化出来そうだという話を最近聞いた。)それが解っただけで大さわざをするほど、アインシュタイン方程式の解はわかっていないのである。話が、回転・変型のある天体(物質)の重力崩壊(内部解)に結びつけられるまでには、まだまだ道は遠い。(軸対称回転物体の重力崩壊はニュートン力学でやっても難かしい。京都大学の天体核研究室でやっているが、最近になって、理想化された問題について、役に立ちそうな解が得られるようになった。)

このようにして見ると、星の進化論にも性質の異なる2つの側面のあることがわかる。ひとつは、いろいろな新しい現象やエピソードを説明し、ストーリーを作っていくことである。もう一つは、それらの基礎を固め、より

\* 東京大学教養学部

D. Sugimoto: Advances in the theory of stellar evolution—Topics on stellar structures in advanced phases of evolution—

正確に定量化して行くことである。

### 3. HHS以後の発展

上に述べた2つの側面のうち、前者はいろいろなところで述べられているので、そちらに譲ることにしよう。後者の問題でもまだ広すぎる。ここでは、そのうち、超新星爆発までの内部構造の進化という問題を中心にしよう。私達のグループで研究して来た問題だからである。

内部構造・進化論を考えるに際して、一つの区切りとなるのは、1962年にプログラムのサブプリメントとして出版された、林忠二郎・蓬茨雲運・杉本大一郎の三氏による論文、いわゆるHHSである。この論文は電子計算機時代以前の進化論の集大成で、1960年代にはよく引用されたものである。しかし、60年代後半からは、電子計算機時代の結果がどっと出て来たので、あまり引用されなくなってしまった。その後に進んだことは、

a) HHSでは、星が誕生してハヤシ・フェイズに至るまでについては、筋道程度しか述べてないが、これが、具体化、定量化された。

b) HHSでは、ハヤシ・フェイズから始まってヘリウム燃焼段階までが詳しく扱われているが、進化の詳しい計算は、その後、超新星爆発の段階まで進められた。

c) 3Kの宇宙背景放射が発見されて、ヘリウムは宇宙初期に合成されたものだということになった。そのために種族IIの星のヘリウム量を種族Iと同じにして、全部計算し直すという問題が起こって来た。それと同時に、下田真弘、イベン両氏の研究に代表されるように、進化の初期の理論を精密化するという仕事があった。

d) 太陽ニュートリノの測定値が太陽の内部構造の理論と矛盾し、これを解決しようとして、多くの努力がなされている。

### 4. 進化の質量による分類

昔は、よく種族Iの進化とかIIの進化とかいったが、進化の筋道を決めるのは星の質量である。しかも、ヘリウム量が種族IとIIで同じだということになったので、種族IとIIの差異は重元素量だけになった。このため、最近の進化論では、種族よりも星の質量 $M$ で分類する。

パチンスキーの流儀にしたがって  $M_I \approx 3M_\odot$ ,  $M_u \approx 8M_\odot$  とすると、

a)  $M \leq M_I$  の星が赤色巨星になると、水素外層のエネルギーは正になり、質量放出が起こると考えられる。その結果残されるヘリウム中心核の質量は、チャンドラセカール限界,  $M_{Ch} = 1.46M_\odot$ , 以下となり、星は白色矮星になる。

b)  $M_I \leq M \leq M_u$  の星は炭素・酸素(C+O)中心核の段階まで進化する。このC+O中心核の質量は  $M_{Ch}$  より

り小さく、電子は縮退している。ニュートリノの発生によって中心部が冷やされ、炭素燃焼はなかなか始まらない。水素とヘリウムの殻燃焼によって、中心核の質量が  $M_{Ch}$  に近くなると、炭素は爆発的に燃焼を始める。これは炭素爆轟型超新星と呼ばれるが、いろいろな問題点があるので、後に詳しく論ずる。

c)  $M_u \leq M$  の星は鉄の中心核が形成されるまで進化する。超新星爆発に際して、中性子星が残されるか、それともブラック・ホールになるかは、星の最初の質量によってきまるのであろう。

### 5. 星の内部構造を超新星直前まで詰めること

$M_I \leq M \leq M_u$  の場合には、炭素中心核の段階まで内部構造を計算すればよい。水素外層までも含めて、パチンスキー(1970)をはじめとして、他にも詳しく計算されている。ただし、実際の進化では、後に述べるように、ヘリウム殻燃焼の熱不安定が起こる。これは熱的パルスとよばれるものであるが、C+O中心核が  $M_{Ch}$  に成長するまでに4000回以上起こると推定される。この熱的パルスを全部追跡することは、実際上不可能なので、上に述べたような計算は、人為的に熱的パルスを押さえに行なわれる。その手法は今や確立している。中心密度が  $2 \times 10^9 \text{ g/cm}^3$  に達したときに、炭素の燃焼が爆発的に始まる。その時の構造は  $M_{Ch}$  に近い質量のC+O中心核と、その周りをとり巻く  $2 \times 10^{-5} M_\odot$  の薄いヘリウム層、および広がった水素外層からなる。構造は比較的簡単であるから、図は省略する。

これに対し、 $M_u \leq M$  の星は鉄の中心核まで進化するので、構造ははるかに複雑となる。図1に進化の計算の一例を示す。この種の計算で、鉄の中心核形成まで追いかけたのは、ラカビー達が最初で、1967年のことであった。彼等は水素外層とヘリウム層を無視し、炭素星や酸

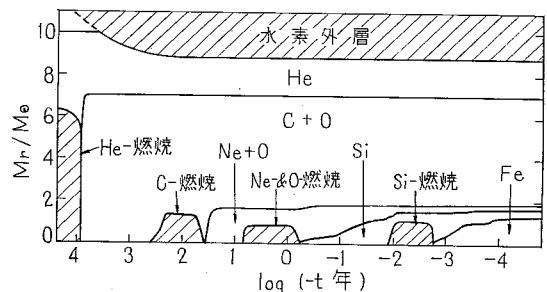


図1  $30M_\odot$  の星の内部構造の進化。ニュートリノの発生を考慮した場合。時間は横軸を右へ経過し、縦軸に平行な1本の線が、その時刻における星の断面を表す。水素外層の一部は省略してある。斜線の部分では対流が起こっている。(D. Sugimoto and K. Nomoto, 1974, IAU Symp. No. 66, D. Reidel Publ. p. 105 による.)

素星について計算を行なった。ヘリウム層や、特に、水素外層を入れると、巨星の内部構造を計算することになり、数値解析が非常に難しくなるからである。その後、筆者は1969年にヘリウム層を取り入れ、水素外層は適当な境界条件に置きかえ、巨星の水素外層に存在する対流外層が星の内部に侵入して来る様子を取扱えるようにした。しかし、その時には酸素燃焼の段階までしか計算しなかった。1971~2年に池内了氏ら京都大学のグループは、鉄の中心核まで追いかけたが、それは水素外層とヘリウム層を無視して、炭素星から出発したものである。その頃から最近にかけて、アーネットは鉄まで追いかけた。彼の計算は、水素外層のみを無視して、ヘリウム星から出発している。その他に彼等の売り物は、原子核反応について、主たるもののみでなく、副次的なものまで、元素合成に関連して詳しく取り扱ったことである。野本憲一氏は筆者と一緒に、水素外層を境界条件に置き換えて計算し、鉄の中心核段階まで詰めた。その結果を示したのが図1である。

1973年、モスクワの科学アカデミーにマッセビッチを訪ねたとき、ソ連の計算機も大型になり、利用も便利になったという話であった。そこで、ツツコフが中心になって、大がかりな計算を始めていた。つまり、水素外層まで全部とり入れて計算するのである。結果の一部は最近出て来たが、彼等は酸素の殻燃焼の段階まで計算している。

## 6. いわゆる $(\nu\nu)$ 問題の結末について

これは1962年、林忠四郎先生によって提起された問題で、電子とニュートリノの直接の相互作用は他の弱い相互作用よりもさらに弱いのではないかということであった。ペルセウス座の二重星団  $h+\chi$  のような  $M \approx 15M_{\odot}$  の星団では、主系列星の他に青い超巨星 ( $b$ ) と赤色超巨星 ( $r$ ) がある。1962年当時の進化の計算では、 $b$  はヘリウム燃焼段階 (He) に、 $r$  は炭素燃焼段階およびそれ以後 ( $L$ ) に対応づけられていた。星団におけるそれらの星の数  $n$  の比は、それぞれの寿命  $\tau$  の比になるはずである。すなわち、

$$n_b/n_r = \tau_b/\tau_r = \tau_{He}/\tau_L.$$

観測によれば、 $n_b/n_r \approx 1$  であるから、 $\tau_{He} \approx \tau_L$  となり、弱い相互作用によるニュートリノの発生があつては困るというのである。ニュートリノの発生がある (yes) として寿命を計算すると、図1からもわかるように、炭素燃焼以後の寿命が極端に短くなり、少なくとも、

$$\tau_L \leq 0.1\tau_{He}$$

になってしまう。

この問題は他の側面からもいろいろ議論されたが、はっきりしないままに推移した。1968年頃、ストザーズ

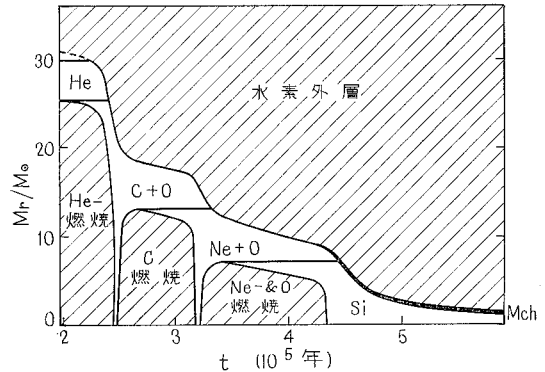


図2  $60M_{\odot}$  の星の内部構造の進化。ニュートリノ損失を無視した場合。(K. Nomoto, 1974, *Prog. Theor. Phys.*, **52**, 453 による.)

は、ニュートリノ損失がない (no) とすれば、進化のすすんだ段階で、巨星の対流外層が中心核に深く侵入するのではないかということを見つけた。彼は星の構造の境界値問題として考察したが、我々はこれを初期値問題として計算することに手をつけた。最後に鉄の中心核形成まで野本憲一氏が追いかけたが、その結果を示したのが図2である。すなわち、炭素燃焼以後の段階になると、図に斜線で示した水素外層の対流が深く内部に侵入し、 $60M_{\odot}$  の星の中心核は  $1.4M_{\odot}$  以下になってしまう。これが現実だとすれば、 $\tau_L$  はむしろ  $\tau_{He}$  よりも長くなるのみでなく、赤色超巨星のほとんどが化学組成に異常のある特異星でなければならぬことになる。(もっとも、対流理論の不定性を考慮すれば、 $20M_{\odot}$  以下の星の場合には、予想される特異星の数をギリギリのところまで減らすことは、不可能とはいえない。)

こうなると、ニュートリノ損失 yes も no も現実とは矛盾するようになる。しかし、yes の方は、次のようにして、現実と和解させることが出来る。1970年頃にな

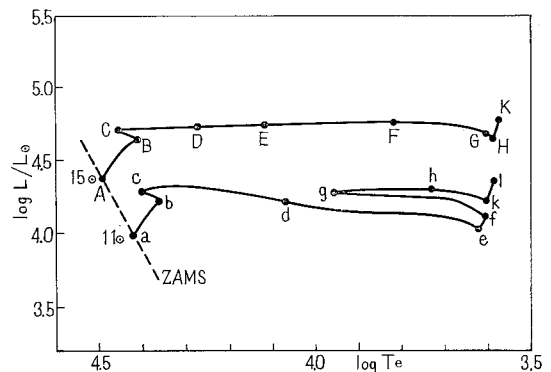


図3  $15M_{\odot}$  と  $11M_{\odot}$  の星の進化経路。主系列からヘリウム燃焼段階の終りまでがHR図に示されている。(G. Barbaro, C. Chiosi and L. Nobili, 1972, *Astron. Astrophys.*, **18**, 186 による.)

って、イタリヤ、パドバ大学のキオシらのグループは、重い星のヘリウム燃焼段階について、進化を詳しく再計算する仕事にとりかかった。図3は彼等によって得られた進化の経路の一例である。15 $M_{\odot}$ の星と11 $M_{\odot}$ の星が示されているが、共に、ヘリウム燃焼は*e*点で始まりヘリウム燃焼の寿命を主として*f-g-h-k*で過ごす。15 $M_{\odot}$ の進化は主系列星側から巨星への一方通行であるのに対して、11 $M_{\odot}$ の星は、ヘリウム燃焼のときに青色超巨星の位置へ帰って来る。1962年当時の計算では、15.6 $M_{\odot}$ の星に対して後者の型の進化が考えられていた。前者の型の進化では、ヘリウム燃焼段階の星の一部分は赤色超巨星になっている。その割合を $\alpha$ とすれば、

$$\tau_b \approx (1-\alpha)\tau_{He}$$

$$\tau_r \approx \alpha\tau_{He} + \tau_L \approx \alpha\tau_{He}$$

となり、 $\alpha \approx 0.5$ で理論は観測と和解させることができる。

進化経路の計算結果がどうしてこのように変わったのであろうか。それは、ヘリウム燃焼段階の星は、ギリギリ赤色巨星になっているからである。そこで、物理量を不定性の範囲で変えると、星は赤色になったり、青色になったりして、上に定義した $\alpha$ の値が正確に求められない。これには、主系列段階において、対流核と水素外層の間に発生する対流中性層の取扱いが大きく影響しているが、詳しい説明は省略する。また、光の吸収係数も影響するので、化学組成の選び方によっても、結果が異なる。要するに、ここでいえることは、理論の不定性の範囲内で観測に合う進化経路を計算することが出来るということである。

( $\nu\nu$ )相互作用に関する実験はライネスによって行なわれている。彼は、原子炉で発生する反ニュートリノが電子によって散乱されるのを測っている。1974年の春、彼は日本を訪れたが、その時に発表した結果は、次のようである。実験で測定された( $\nu\nu$ )相互作用の強さ(断面積)を、普遍フェルミ相互作用の理論で仮定される強さに対する比で表せば、 $r=1.0 \pm 0.8$ である。この結果によれば、1標準偏差(信頼度68%)では $r$ は有限であるが、信頼度79%では $r=0$ の可能性は否定されていない。やっと底が見えて来た感じであるが、ライネスの期待するように、3標準偏差で $r$ が有限といえるところまで押すには、まだ時間がかかりそうである。

以上の状況を総合していえば、筆者としては、ニュートリノ損失noを完全に否定することは出来ないが、yesと考えておいても、さしたる困難はもう残っていないと思っ

ている。それでは、ニュートリノ損失がnoかもしれないという昔の発言は、いたずらに混乱をひき起こしたのみなのだろうか。私はそうは思わない。星の進化の計算におい

て、ニュートリノyesとnoをいつも比較した。そのために、熱の輸送の時間尺度と星の進化の時間尺度が星の構造や進化にどう影響するかについて、より深い理解が得られた。これを基にして始めて、星の進化の数値計算における最大の困難、すなわち、数値的不安定の原因が解明され、その対策が開発された。これを使って、その基になったニュートリノnoが否定された。また、ニュートリノ問題の解明に関連して、星の構造(定常問題)の解の一意性を主張する、ラッセル・フォークト定理も嘘であることがわかった。研究は弁証法的に発展する。

## 7. 炭素爆轟型超新星の矛盾とその逃げ道

$M_L \leq M \leq M_{cr}$ の星では、C+O中心核がチャンドラセカール限界に近くなると、中心部で炭素燃焼がはじまる。このとき、中心部の電子は強く縮退しているので、燃焼は炭素フラッシュとして始まる。このフラッシュは十分強いので、超新星スケールの爆発をひきおこすと考えられる。そこで、次のことが示された。(1)爆轟波(detonation wave)が一度発生すれば、その爆轟波は持続的に伝播する。(2)爆轟波が伝播して行けば、星は爆発して粉みじんに吹き飛ばされ、そのあとには何も残らない。なお、爆轟波とは、燃料中を衝撃波が伝わると、衝撃波による圧縮と加熱のために燃料が発火し、衝撃波と同時に燃焼波が伝わって行くものをいう。

ところで、星が爆発した後に何も残らないとすれば、困ることがある。(a)まず、パルサーは中性子星であるが、その空間分布、空間密度、寿命などから調べると、4 $M_{\odot}$ より重い星はすべてパルサーにならなければならぬという、ガンとオーストラライカーの議論がある。だから、爆発後に中性子星を残したい。(b)さらに、星が爆発するとき、中心核の組成は原子核の熱平衡状態(NS E)になっていて、ほとんど鉄だということになる。だから、この鉄が全部放出されると、炭素や酸素に比べて鉄が出来すぎることになる。

そこで、炭素爆轟の後に中性子星を残すべく、いろいろの努力がなされた。弱い相互作用の影響をうんと効かせ、ニュートリノで内部を冷やして、爆発を途中で止めさせるとか、対流のあるところでURCAプロセスというニュートリノによる冷却をうまく働かせ、炭素燃焼を安定化させるとかである。他にもいろいろな考えが出された。しかし、これらは、少し定量的に調べられると、すべて、ボロを出した。

よく考えてみると、炭素爆轟の話は、爆轟波が発生すれば、持続するというものである。それでは、実際に発生するのであろうか。こういう問題点が意識的に考慮され始めたのは、1973年頃で、あらゆる試みが失敗に帰してからである。それには大きな理由があった。発生する

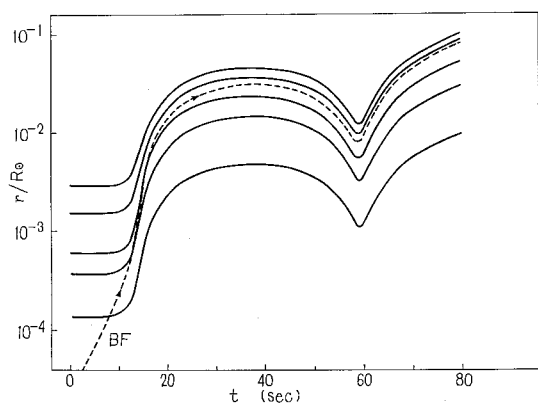


図4 炭素爆燃による星の膨張と振動. 点線のBFは燃焼波面を表す.

かどうかという問題を定量的に調べるには、C+O 中心核の成長という、遅い進化のタイムスケール ( $10^5$  年) から始まって、熱的タイムスケール、さらに動力的なタイムスケール (1 秒) まで連続的に計算しなければならない。それに応じて、主導権を握る物理現象が変わっていく。しかも、星の内部の場所によっても主役が違う。この勢力交替に対して、計算のアルゴリズムが連続的に追従しないと、数値的不安定が発生し、計算を進めることが出来ない。

前々節の5で述べた計算をする際にも、水素燃焼殻あたりまで計算にとり入れると、似た問題が起こって来る。筆者はハイブリッド型 (implicit-explicit) 計算法というのをひねくり出して、数値的不安定を解決していた。これを上の動力的な問題にまで拡張することを思いつき、野本憲一氏が中心になって開発に成功した。早速、爆轟波が発生するかという問題にこれを適用することにした。出来たての結果を示したのが図4である。これは、星の内部の質量要素が時間的にどう運動するかを示している。点線のBFは燃焼波面である。衝撃波が発生する以前には、燃焼波面から対流によって熱が運ばれることによって、燃焼波面は伝播する。数値計算によって得られた結果は、外殻のない爆弾の中心に火をつけたようなものである。外側から押す力が弱く、内側で発生した波が衝撃波に成長するまでに、外側の燃料が膨張してしまう。しかも、内側から押す力についていえば、炭素燃焼では星の重力的結合エネルギーに比べて十分の余裕がない上に、中心部の球という幾何学のために波が弱められてしまう。後者の点は、1960年に大野陽朗氏らによって指摘されていた球面減衰の現象で、星の中心部のみで引金を引いたのでは、強い衝撃波は極めて発生しにくいということである。こうして、爆発的燃焼は起こっても、爆轟波は発生しなかった。つまり、燃焼波面から出る波が弱すぎて、その波によっては前方の燃料に点火するこ

とが出来ないのである。

図からわかるように、星のC+O中心核は一度膨張して爆燃は弱まり、その後、再び収縮する。収縮したときに燃焼は再び強くなるが、今度はBFの密度が下がってしまっていて、 $10^6 \text{ g/cm}^3$  位しかない。このように低い密度では、仮に爆轟波が発生したとしても、持続しないことは容易に証明できる。炭素が燃えてNSEになり、鉄まで合成されるのは、最初の爆燃のときだけである。一度膨張した後は核反応は鉄まで進まない。2回目に膨張したときには、中心核のほとんどの部分が脱出速度を越えるまでに加速される。こうして、星全体は粉みじんになってしまうが、すべてが鉄になるわけではないということになった。

鉄の出来る割合であるが、これまた、ほとんど不連続な面で発生する対流による熱輸送という問題がからむので、はっきりしたことはいえない。そのパラメーターをもっともらしいと思われる範囲で動かすと、鉄の割合は10%~70%まで変る。残りは炭素~ケイ素である。鉄の少ない目の方をとれば、この節のはじめに述べた、(b)鉄の過剰生産という矛盾は避けられる。しかし、上に述べたモデルでは、(a)パルサーの過剰生産という矛盾は避けられない。しかし、(a)の方にはあいまいな点もあり、 $8M_{\odot}$ 以上の星がパルサーになればそれでよいとする説もある。最近ではパルサーのデータも増え、さらに周期変化の時間尺度が $10^9$ 年 (JP 1953)にも及ぶ長寿命パルサーも見つかっているので、パルサーの統計は調べ直す必要があると思われる。

## 8. 中性子星とブラック・ホールを分ける親の星の質量をきめられない事情

X線天体の起源にも関連して知りたいことの一つに、星の最終の姿を中性子星とブラック・ホールに分ける質量はいくらか、という問題がある。今までよくいわれたのは、主系列星段階で  $30M_{\odot}$ 以上の星はブラック・ホールになり、 $M_u \leq M \leq 30M_{\odot}$ の星は中性子星になるということである。この数字は、アーネットが1967年に行なった超新星爆発の数値計算に基いている。彼は鉄の星の爆縮を計算したが、質量が  $2M_{\odot}$ 以下なら爆縮は爆発に転じ、中性子星が残されることを示した。 $2M_{\odot}$ の鉄中心核が形成されるのは、主系列の時に  $30M_{\odot}$ の星であるから、上のようなことになるわけである。

しかしながら、アーネットの計算には一般相対論は入っていない。その後、佐藤勝彦氏が一般相対論を取り入れ、高密度物質の状態方程式を改良して行なった計算 (1972)によれば、鉄の中心核の質量を  $1.0M_{\odot}$ にまで下げないと、爆発に転じない。しかし、 $M_{\text{ch}}$ より軽い鉄の中心核が形成されるはずがない。

ところで、1973~4年になって、弱い相互作用に中性カレントが存在することを示す実験が出て来た。このために、ニュートリノが核子に散乱されることになる。しかも、原子核に散乱される時、散乱は可干渉的（コヒーレント）に起こるとい説がある。つまり、核子数（原子核の質量数） $A$  の原子核に散乱される時、散乱断面積は核子の数である  $A$  に比例するのではなく、 $A^2$  倍になる。これは、陽子が  $Z$  個集っている原子核によって電子がクーロン散乱を受けるとき、断面積が  $Z^2$  に比例するのと同じ現象である。このため、ニュートリノは星の内部から逃げにくくなる。ウィルソン（1974）はこのことを考慮して、超新星爆発の数値的流体動力学を再計算した。主系列段階で  $12M_{\odot}$  であった星に出来る、 $1.68M_{\odot}$  の中心核をとり出して計算したのである。これは鉄の中心核とケイ素の層からなっている。弱い相互作用はワインバーグの理論で取扱うが、そのパラメーターを少し変えると、 $1.68M_{\odot}$  の中心核は爆発したり、爆縮したりする。つまり、中性子星とブラック・ホールを分ける境目に近いということである。

しかしながら、ウィルソンは、ニュートリノが星の内部に蓄積されて来たときの影響を考えていない。そこで、佐藤彦氏は、最近、その効果を詳しく検討した。彼の議論によれば、鉄の中心核の爆縮がはじまって密度が  $2 \times 10^{11} \text{ g/cm}^3$  を越えると、ニュートリノが星の内部に閉じ込められる。ニュートリノのフェルミ・エネルギーが形成されて、原子核は電子捕獲をしにくくなる。密度が高くなっても電子の数が減らないので、原子核は溶解せずに残る。そうすると、 $A$  が大きい値に止まるので、ニュートリノはますます閉じ込められ易くなるという循環が発生する。こうして、爆縮して行く中心核からのエネルギー損失が押さえられると共に、電子やニュートリノの圧力も加わって、一般相対論の効果が効く前に、圧力がかなり高くなり、爆縮は爆発に転じやすくなる。ただし、このような状況下での数値的流体動力学はまだ計算されていない。

このような次第で、中性子星とブラック・ホールを分ける質量は、目下のところ、きまっていない。しかも、今までの数値解析は、すべて球対称の場合のものである。実際の中心核は自転していて、爆発に転ずる際に遠心力の効果もあり、さらに爆発しやすいのかもしれない。

ところで、鉄の中心核がブラック・ホールになったり、中性子星になったりするとき、外部の層はどうなるのだろうか。この問題もまだほとんど手がつけられていない。例えば、ブラック・ホールが出来るとき、ケイ素からヘリウムまでの層は全部吸い込まれるのか、それとも、一部分は回転円板になって残されるのだろうか。全部吸い込まれるのだとすると、（水素外層は近接連星

の質量交換などで前以て捨てておくとしても）実存する中性子星とブラック・ホールの質量の間に大きなギャップが出来ることになる。もし、 $1.4M_{\odot}$  の鉄中心核が爆発と爆縮の境目なら、ブラック・ホールの質量は  $4M_{\odot}$  以上、 $2.0M_{\odot}$  が境目なら、ブラック・ホールは  $10M_{\odot}$  以上ということになる。（重力崩壊の過程で放射されるエネルギーを差し引けば、もう少し小さな質量になるが。）

## 9. 特異星を作る話

化学組成に異常のあるC型やS型の星はどうして出来るのであろうか。よくいわれるように、半減期が  $2 \times 10^5$  年の  $^{99}\text{Tc}$  が観測されるので、星の内部で作られた特異元素は星の表面まで運ばれなくてはならない。図1からわかるように、ニュートリノ損失を yes にすれば、重い星の表面对流層はせいぜいヘリウム層までしか到達しない。したがって、星の内部の物質を持って出るには、何か別のメカニズムを考える必要がある。

第5節のはじめに述べた  $M \leq M_u$  の星に C+O 中心核が形成されたとき、ヘリウム層は非常に薄くなり、ヘリウム殻燃焼は熱的に不安定となる（熱的パルス）。ヘ

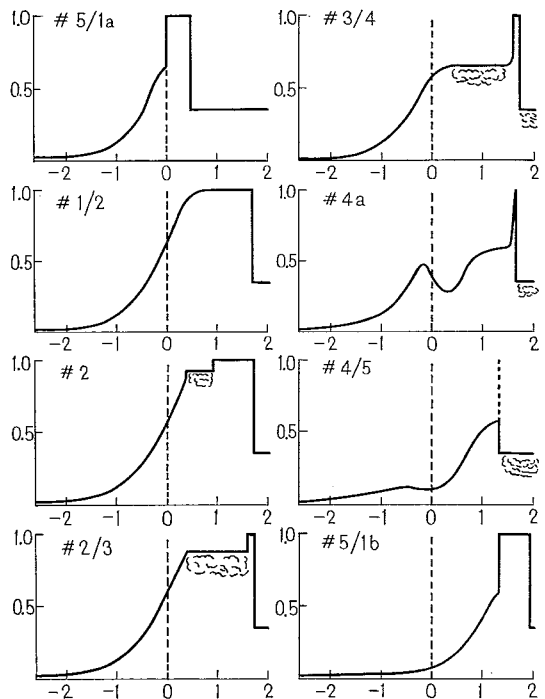


図5 ヘリウム殻燃焼の熱不安定，熱的パルスの1サイクル。縦軸はヘリウムの濃度，横軸は  $(M_r/M_{\odot} - 1.259457) \times 10^4$  で、ヘリウム層におけるヘリウムの分布が示されている。ヘリウム層中での対流と、星の表面对流層の底の部分は雲形で示してある。

リウム燃焼によるエネルギー放出率は、パルスのピークにおいて、 $10^6 \sim 10^7 L_{\odot}$ にも達する。このような熱的パルスを計算して特異星を作ろうというのは、最近、一つの流行になりつつある。図5に示したのは、藤本正行、野本憲一との両氏と筆者が計算した結果の一例で、C+O 中心核が  $1.26 M_{\odot}$  のときの熱的パルスについて、その進行状況を表わしたものである。横軸は、ヘリウム層の近くでの質量座標 ( $M_r/M_{\odot} - 1.259457$ )  $\times 10^4$  である。つまり、ヘリウム層の厚さは  $10^{-4} M_{\odot}$  の程度しかない。縦軸はヘリウムの濃度  $Y$  であり、図はヘリウム量の分布のプロフィールを示している。

パルスに関する1つのサイクルは図の左上の #5/1a から始まる。右側の不連続の部分は、水素殻燃焼に対応する。水素殻燃焼によってヘリウムがたまり、ヘリウム層が質量で分厚くなって、#1/2 のようになる。この段階でヘリウム燃焼の不安定が始まり、エネルギー発生率が増加する。このためにヘリウム層内に対流が発生して #2 のようになる。不安定のピークが #2/3 で、その後はエネルギー発生率は減少に向かうが、ヘリウムはかなりの高率で燃えつづける。そのためにヘリウム層の外部が膨張し、水素殻燃焼が消え、星の表面对流層が深くなり (#3/4)、ヘリウム層にまで侵入する (#4a)。最も深く侵入したのが #4/5 である。その後、熱不安定は止み、再び水素殻燃焼は点火されて #5/1b になる。これは最初の #5/1a に対応するものである。このような経過が、星の進化の過程で 4000 回余り繰り返される。

ところで、水素外層にあった C, N, O 等の元素は、水素殻燃焼によって、 $^{14}\text{N}$  に変えられ、ヘリウム層にとり込まれている。熱不安定のピークあたりでは、ヘリウム対流層底部の温度は  $3 \times 10^8 \text{ K}$  より高くなり、 $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}(e^+\nu)^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  の反応が起こって中性子が発生する。この中性子を吸収して、いわゆる  $s$ -過程元素が作られる。この  $s$ -過程元素や、ヘリウム燃焼の結果として出来る  $^{12}\text{C}$  は、図5の #3/4—4/5 の間に侵入する表面对流層によって、星の表面へ運ばれる。

こうして、 $s$ -過程元素を持った炭素星を作ることが出来る。しかし、このようにして、星の内部構造と元素合成を一諸に計算してみると、 $s$ -過程元素が出来るといっても、せいぜい、中性子数が 50 の魔法数に対応する山までである。また、このような星の光度は  $\geq 4 \times 10^4 L_{\odot}$  と明るすぎるので、スペクトルが N 型の炭素星には向いていても、 $10^2 L_{\odot}$  という暗いものまで存在する R 型炭素星には向かない。しかしながら、星の内部で合成された元素でも表面へ持って出られることを示した最初のモデルだから、この程度で一応かんべんしていただく。[イベン (1975) は C+O 中心核が  $0.98 M_{\odot}$  というモデルについて、パルスを 10 本計算したが、表面对流層が  $s$ -元

素のある領域までには十分侵入しなかった。]

ところで、ヘリウム層中に発生した対流がヘリウム層全域に広がり、さらに水素を含む領域に突入することはないものであろうか。図5の #2/3—3/4 では、もう少しのように見える。しかし、これは、横軸を質量座標で書いたからそう見えるだけで、横軸を圧力やエントロピーで書けば、先は、はるかに遠い。しかし、もしこの対流が水素領域に到達し、ヘリウム層に水素が混入するようなことがあれば、 $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(e^+\nu)^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  の反応によって、中性子が発生する。このときは、中性子を吸収する元素もなく、能率よく  $s$ -元素合成が進むことになる。[先に述べた  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  では、その産物である  $^{25}\text{Mg}$  自身が中性子を吸収する元素になった。]

しかしながら、シュバルツシルドが1967年に行なった計算で、わずかに水素の混入が起こった例を除いて、その後は誰が計算しても、そのような水素の混入現象は起こらない。それにもかかわらず、混入が一度始まったら混入が持続するという議論や、混入が持続すると仮定すれば、 $s$ -元素合成はうまく行くという研究は多く発表されている。そこで、いろいろ無理をすることになる。例えば、先日、航空便で送られて来たスケープのプレプリントによれば、CNO サイクルの反応率が 1/2000 に落とすと、下からの混合が可能だという。もちろん、反応率がそんなに低い可能性はない。しかし、彼はいう。これは、混合が不可能ではないことを示す例である。だから、ある種の条件さえそろえば、混合は可能かもしれない。たとえば、十分強い熱的不安定が起らないとは限らないので、さらに研究を進める必要がある。

## 10. 進化の数値計算に関する雑感

上の例で見たように、進化の計算も、球対称の星に関する限りは、ほとんどのことが出来るようになった。数値的不安定については、7節で述べたように、すでに解決している。

1973年の IAU シンポジウム“星の進化の後期”のときのことである。シンポジウム責任者を果たしたマッセビッチが重い星の進化について講演したとき、アストロフィジカル・ジャーナル (Ap. J.) に出ているものばかりでなく、もっと、日本の研究を引用しなさいといった。確かに、日本の仕事は宣伝不足の面がある。しかし、引用しにくい面もあることを反省している。それは、誰もやったことのないような段階を研究するのが興味中心となり、基本的なことがわかった後は、その問題を打ち止めにするからである。つまり、多くの場合を詳しく計算し、最後に引用し易い形でまとめるところまでやらないからである。しかも、わずかな子算と、あまりター

