

白色矮星連星の合体過程

蜂 巢 泉*

はじめに

I 型超新星の起源を探っている人々の間で、二つの白色矮星からなる連星が注目されるようになってきた。二つの白色矮星を合体させて、超新星爆発をおこさせようというエキゾチックなシナリオがでてきたからである。ここでは、そのシナリオを簡単に紹介し、最終的に I 型超新星になるかどうかについての私たちの最新の研究成果についてのべる。

1. 超新星

超新星爆発は星の一生の中でも最も華々しい現象として知られている。その最大の明るさは銀河全体の明るさに匹敵する。この超新星爆発現象は光度曲線やスペクトルの違いから、二つのグループ (I 型, II 型超新星) に分類されている。

I 型超新星は次のような特徴をもっている。(1) スペクトルに水素のラインが見つからない。(2) 光度曲線がどれもよく似ていて、ほぼ 10 日くらいでゆっくり立ち上り、50 日くらいの時間スケールで指数関数的に減光する。(3) すべての型の銀河に見られるし、II 型超新星のように渦状腕に集中していることもない。

II 型超新星はこれにたいして、(1) スペクトルには水素のラインがある。(2) 銀河の渦状腕に集中している。(3) 光度曲線は立ち上りが急なものもあれば、そうでないものもあって、I 型のようにきれいなものはそっていない。立ち上りのあとは、たいらなところがあり、後はだだららと減光していく、という性質を示す。

したがって、II 型超新星のもとになる星はかなり重い星 ($M \geq 8 M_{\odot}$) であることがわかる。星は鉄のコアまで進化して、そのコアが光分解をおこして爆縮する。中性子星を残すときの反動で、外がわに衝撃波がつたわっていき、外層を吹き飛ばす、と思われている。その衝撃波が星の表面に到達したときに明るくなる。エネルギーのほとんどは結局重力エネルギーである。

I 型超新星は、まだはっきりとわかったわけではないが、連星系をつくっている白色矮星に相手の星から物質が降ってきて、最後は白色矮星の中心に火がついて核爆発をおこす、というモデルがもっともらしい。爆発のエネルギーは星の重力エネルギーより大きく、星ぜんたいがふっとぶ。I 型超新星に特徴的な光度曲線についても、核燃焼でできたニッケル 56 が 6 日でコバルト 56 に崩壊し、さらにコバルト 56 が 77 日かけて鉄 56 に崩壊

していく過程に対応している、とすれば観測とよくあう。

2. I 型超新星の起源 (シナリオ)

どのような進化をたどって I 型超新星になるのかということ、超新星現象が銀河あたりどのくらいの頻度で起るのかということは非常に密接に関係してくる。このシナリオを考える上で大切な点は、楕円銀河のように星の生成が止んでから 100 億年もたっているような場所にもあらわれる、という点である。このためには、早く進化した中質量星が炭素・酸素コアを残して、白色矮星になったあとで、物質をその上に降り積らせなければならない。これは、後から進化してくるような小質量星をもった近接連星系なら可能である。そこで、この小質量星を $1 M_{\odot}$ (太陽質量) くらいにとれば、100 億年の後に、その半径は十分ふくらんで、外層はロッシュ・ローブからあふれだし、白色矮星の上に降り積ることができる。降り積った物質 (水素) はある程度たまると白色矮星の表面で、核爆発をおこす。ある場合には、これが新星現象となる。この爆発を何回も繰り返して、炭素・酸素コアがふとっていく。チャンドラセカール質量 ($1.46 M_{\odot}$) に近づけば、コアの中心部分が収縮をはじめ、そのうちに中心に火がついて爆燃波が発生し、白色矮星全体がふとぶような超新星爆発をおこす。

この考えは、一見もっともらしく思えるのであるが、別の方面から異議がとなえられた。それは、新星爆発に伴う質量放出が詳しく調べられた結果、一回の新星爆発であとに残ることのできる質量は、降り積った物質の質量のせいぜい 10 分の 1 程度しかない、ということである。これでは、たとえ $1 M_{\odot}$ の伴星の質量が全部降ってきたとしても、チャンドラセカール質量には到達しない。もっとも、炭素・酸素コアがもともと $1.4 M_{\odot}$ 程度あるなら話は別であるが、ふつつ炭素・酸素コアは $1 M_{\odot}$ 前後であると考えられるから、この道筋はどうも具合がよくないということになってしまった。

こんなことから、連星系を構成するふたつの星がともに白色矮星である様な系がひとつのエキサイティングな可能性として浮かび上がってきたのである。これは後でのべるように連星系の進化の必然の結果としてでてくるものでもある。最近、ウエビング (1984) やイベン・ツツコフ (1984) らが提案しているシナリオは次のようなものである。

中質量星からなる連星系は、その進化の段階で 2 度以上の質量放出を経験する。(重い方の星が早く進化して巨星になると、軽い方の星が受け取る質量があまり多く

* 京大工 Izumi Hachisu: Coalescence Process of Double White Dwarfs

ないため、外がわの臨界ロッシュ・ローブからガスがあふれていく。そのため、大部分の質量は系の外に出ていき、白色矮星とまだ主系列にとどまっている星の系が残る。しばらくして、後から進化してきた星も同様に大部分の質量を系外に放出して、白色矮星となる。) 質量とともかなりの角運動量が系から持ち去られるので、最後にはふたつの白色矮星がかなり接近して形成される。このような場合、重力波が角運動量を持ち去って、宇宙年齢に比べて十分短い時間で二つの白色矮星は合体するところまでいく。

白色矮星は質量の小さいものの方が、その半径が大きい。逆に、ロッシュ・ローブは質量の軽いものの方が小さいから、軽い方の白色矮星が先にロッシュ・ローブをみたす。この後、ロッシュ・ローブからあふれた物質は、重い方の白色矮星に降り注ぐ。質量をはがされた軽い方の白色矮星はさらに半径がふくれるので、よりたくさんの物質が相手の星に移るようになる。この過程は力学的に不安定なので、ダイナミカルなタイムスケールで軽いほうの白色矮星はつぶされてしまう、と彼らは考えた。この物質は重い方の白色矮星のまわりにドーナツ状の(つくば科学博覧会のキャラクター星丸君のおなかのまわりのつばのような)円盤を形成する。この円盤をイベンとツツコフは重い円盤 (heavy disk) と呼んだ。これが白色矮星に降り積って、(正確にはどのくらいのはやさと降ってくるかによるが) だいたい $1.4M_{\odot}$ くらいになれば中心に火が着いて炭素燃焼がはじまる。ここでは電子が強く縮退しているので核反応は暴走する。

このようにして見つかった超新星の出現率は、現在の観測と矛盾しない。これで全体がうまく説明されるように思われるが、このシナリオの各部分についてのチェックはまだ済んでいない。

3. 円盤は形成されるか

まず、白色矮星がロッシュ・ローブを満たした後、ダイナミカルなタイムスケールでつぶされて円盤を形成するかどうかについて調べてみなければならない。これにはふたつの点から考察する必要がある。(1) ロッシュ・ローブからあふれたガスは重い方の白色矮星の表面にぶつかり、衝撃波をつくる。この衝撃波のあとではガスの温度は 10 億度にもたつする。したがって、熱い(輻射優勢) 大気を形成してその圧力でそれ以上ガスが軽い方の白色矮星から降ってくるのを止める。これが効けば、ダイナミカルなタイムスケールでは白色矮星がつぶれて円盤をつくることはない。(2) もし、ロッシュ・ローブからあふれたガスが、重い方の白色矮星の表面にぶつからずにうまく回りこめたとすれば、これは確かにガスがあふれるのを止めるものはなにもないのだから、軽い方の白色矮星はつぶされるかもしれない。そして、こ

の場合できるのはイベンとツツコフらが言うように重い円盤 (heavy disk) なのであろう。しかし、これを確かめるにはロッシュ・ローブをちょうど満たした時の連星系の全エネルギーと白色矮星およびそのまわりを回る円盤からなる系の全エネルギーを比べて円盤の方のエネルギーが低いことを示す必要がある。これは自明のことではない。なぜならば、ガスはかたまっている存在したほうが重力エネルギー的には得するからである。それをつぶすからにはそれなりのエネルギーが必要なのである。

特に、(2) を確かめるためには、連星系と円盤の系を直接計算することが必要になる。このためには 2 次元・3 次元の自己重力をふくんだ力学平衡を解く数値計算コードがあればいい。これは都合のいいことに、わたし自身が開発したものがあつたのでそれを使うことにした。(というよりは、計算コードがあつたからこのふたつの系のエネルギーを比べてみるという発想になった。)

数値計算でもとめた白色矮星連星系を図 1 に示す。ここでは軽い方の星がちょうどロッシュ・ローブを満たした時の状態のみをしめしている。ぜんぶで 5 つの質量比をもつモデルを計算した。すなわち、(a) $1+1M_{\odot}$, (b) $1+1M_{\odot}$, (c) $1+0.8M_{\odot}$, (d) $1+0.7M_{\odot}$, (e) $1+0.6$

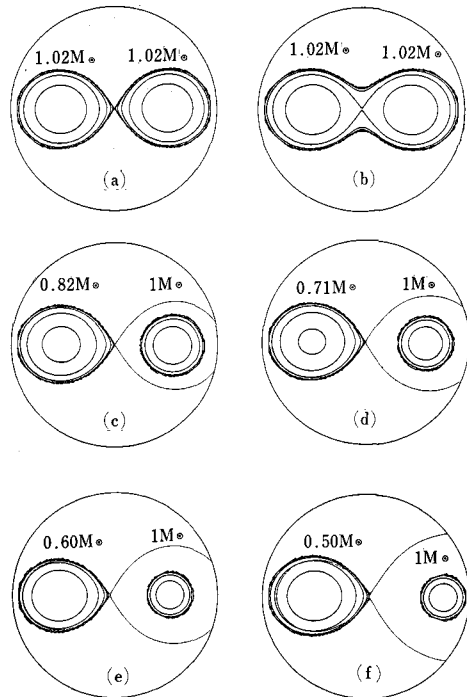


図 1 軽い方の白色矮星が、内がわの臨界ロッシュ・ローブをちょうど満たした時の赤道面における切口の密度分布図。密度が 10 倍変化することに等密度線をひいてある。(a) $1+1M_{\odot}$, (b) $1+1M_{\odot}$, (c) $1+0.8M_{\odot}$, (d) $1+0.7M_{\odot}$, (e) $1+0.6M_{\odot}$, (f) $1+0.5M_{\odot}$ に対応している。

表 1

| Case | $\log \rho_1$ | $\log \rho_2$ | M_1 (M_\odot) | M_2 (M_\odot) | J (10^{50} erg·sec) | E (10^{50} erg) | P_c (sec) | $C_1 - C_2$ (10^{17} erg/g) |
|------|---------------|---------------|------------------------|------------------------|-----------------------------|-------------------------|----------------|-----------------------------------|
| (a) | 7.50 | 7.50 | 1.02 | 1.02 | 7.20 | -4.40 | 22.6 | 0.0 |
| (b) | 7.46 | 7.46 | 1.02 | 1.02 | 7.20 | -4.42 | 19.5 | — |
| (c) | 7.50 | 7.00 | 1.00 | 0.82 | 6.77 | -3.17 | 36.5 | -0.667 |
| (d) | 7.50 | 6.75 | 1.00 | 0.71 | 6.44 | -2.70 | 46.9 | -0.933 |
| (e) | 7.50 | 6.50 | 1.00 | 0.60 | 6.02 | -2.35 | 60.7 | -1.18 |
| (f) | 7.50 | 6.25 | 1.00 | 0.50 | 5.62 | -2.13 | 78.7 | -1.41 |

M_\odot . (f) $1+0.5M_\odot$ である。このなかで (b) のみは深い接触 (deep contact) の状態である。これらの状態に対応する物理量については表 1 にまとめられている。ここで ρ は白色矮星の最大密度、 M は質量、 J は角運動量、 E はエネルギー、 P_c は公転周期、 $C_1 - C_2$ はふたつの白色矮星の表面のポテンシャルの差である。添え字としてついている 1 と 2 は、それぞれ重い方の白色矮星、軽い方の白色矮星に付随した量であることをあらわす。

まず最初に、(1) の熱い大気を形成するのに必要なガスの量を計算してみる。これはおおざっぱに、重い星のロッシュ・ローブの体積に aT^4 を掛ければ輻射のエネルギーがでる。このエネルギーをまかなうだけの量のガスを重い方の白色矮星に降らせればよい。この量は $C_1 - C_2$ から計算できる。衝撃波が形成された直後は温度が 10 億度にもたつするが、ロッシュ・ローブをみたところまで膨張すれば、その温度は相当下がっているはずである。ここでは 100 万度くらいだとすれば (それでもガスの流入をとめるには十分である)、降ってくるガスの量は 0.001 から 0.02 M_\odot である。この量はもとの白色矮星の質量に比べれば十分小さいので、ちょっとでも降り積れば熱い大気が形成されるとみなしてよい。この熱い大気はそれ以上ガスが降ってくるのを阻止する。こうなると軽い方の白色矮星から重い方の白色矮星へのガスの移動はガスの重力エネルギーを逃してやらなければならないので、熱伝導のタイムスケールでしか進まない。この熱のつたわる最大限の量はエディントン・リミットで与えられる。以後、この表現を縮めて、質量移動はエディントン・リミットで進むということにする。(この具体的量については後にでてくる。)

したがって、重い方の白色矮星にガスを降らせないで軽い方の白色矮星をつぶすようにしなければならない。そこでは (2) の条件がみたされているかどうかを調べなければならない。しかし、その前にロッシュ・ローブをあふれたガスが重い方の白色矮星にぶつからずに、うまくまわりこめるかどうかについて少し考えてみる。図 2 は、伴星からあふれたガスが主星 (ここではブラックホールとしているが) に向かって吸いこまれていく様子を計算したものである。なお、質量比は 1 であり、回転の

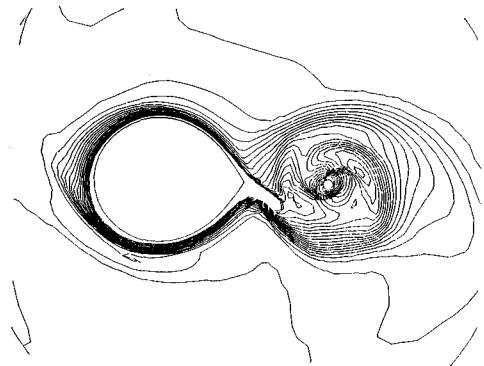


図 2 伴星からあふれたガスが主星 (ここではブラックホール) にむかって流れこむ。沢田・松田・蜂巢 (1985) による。伴星からあふれたガスは、L1 点近傍を通過して「象の鼻」のようにのびて主星のまわりをまわりこむ。

向きは反時計まわりである。伴星から舌のようにつぎでたものが「象の鼻 (elephant trunk)」とよばれるガスの密度の高い部分である。この出ぐあいをみると、(a) $1+1M_\odot$ 、(c) $1+0.8M_\odot$ 、(d) $1+0.7M_\odot$ の 3 つの場合はこの象の鼻が直接白色矮星にぶつかってしまう感じだが、(e) $1+0.6M_\odot$ と (f) $1+0.5M_\odot$ のふたつの場合はうまくまわりこめるかもしれない。

次に、(2) で示さなければならないのは、白色矮星とそのまわりを回る円盤の系のエネルギーである。つぶされてできた円盤の回転則は実際にそのプロセスを計算してみないとわからないので、ここでは適当な回転則を仮定してやった。ひとつは「 j = 一定」とよぶ回転則であり、これは角速度が $\Omega \propto \omega^2$ で表される。(ω は回転軸からの距離。) 単位質量あたりの角運動量が空間的に一定であることに対応している。もうひとつは、「準ケプラー回転」とよぶもので、 $\Omega \propto \omega^{3/2}$ であらわされる。「準」ケプラーというのは、圧力勾配と自己重力の効果がきくため、比例定数が $GMwa$ (Mwa は中心の白色矮星の質量) からずれているからである。この両方の回転則に、中心にある白色矮星の回転則もいれて考えると、それだけで場合の数が多いに多くなりすぎるので、中心星の回転則は剛体回転とした。もちろん中心星が止まっている場合もふくむ。図 3 に示したのは、準ケプラー

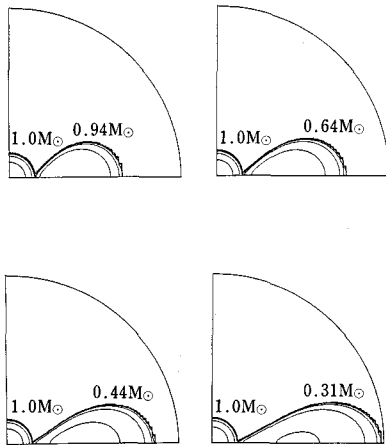


図3 白色矮星とそのまわりを回る重い円盤の切口。密度分布図。等密度線の間の密度比は10倍。回転則は準ケプラー。円盤の質量が小さくなるにつれて、回転はしだいにケプラー回転そのものに近づく。それにつれて円盤の切口はひらべたくなる。

に対応したモデルの密度分布図である。中心星の質量は $1 M_{\odot}$ で、中心星そのものは回転していない場合のものである。そのまわりを回る円盤の質量についてはそれぞれの図に書き入れてある。この図の円盤はどれもその内がわで白色矮星の表面に接触しているようなものを選んである。円盤の質量が小さくなるにつれて、ケプラー回転に近づく。おそらく、つぶされてできた円盤の回転則は、 j 一定と準ケプラーの両回転則の間で、かつ準ケプラーよりにあると考えられるので、このふたつで(2)の条件が成り立てば実際にも成り立っているだろうと思うわけである。

このようにして求めた円盤の系の全エネルギーについては表2(回転則は準ケプラー)に示した。 M_{wd} は中心星の質量、 M_{ak} は円盤の質量である。中心星は回転していないものを示してある。(2)の条件がみたされるためには、(イ)つぶされた白色矮星がそっくり全部円盤になって(この円盤は中心星にぎりぎり接触しているか、または離れている)、ガスが白色矮星に降り積らない。つまり各々の質量が保存 ($M_1 = M_{wd}$, $M_2 = M_{ak}$) する。(ロ)全角運動量も保存してかつ、(ハ)円盤の系のエネルギーが低い、ことが必要である。(a) $1+1 M_{\odot}$ の場合についてみると、円盤の内がわが白色矮星の表面に接触したモデルの全角運動量は連星系の全角運動量よりも大きい(表2)。連星系の角運動量の値まで円盤の角運動量を小さくしようと思えば、円盤全体をもっと内がわへもってこなければならぬから、どうしても白色矮星の表面に物質を降り積らせなければならない。これは熱い大気の形成につながるから、全エネルギーを比較するまでもなく円盤はできそうもない。(c) $1+0.8 M_{\odot}$ 、

表2

| | M_{wd} (M_{\odot}) | M_{ak} (M_{\odot}) | J (10^{50} erg·sec) | E (10^{50} erg) | |
|-----|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|-------------------------|----------|
| (a) | 1.00 | 1.02 | 9.82 | -3.08 |接 触 |
| (c) | 1.00 | 0.82 | 7.97 | -2.68 |接 触 |
| (d) | 1.00 | 0.71 | 6.96 | -2.47 |接 触 |
| (e) | 1.00 | 0.60 | 6.02 | -2.30 | |
| (f) | 1.00 | 0.50 | 5.62 | -2.07 | |

(d) $1+0.7 M_{\odot}$ の場合も、同じように全角運動量を連星系と同じ値まで下げることが難しそうである。これらは、象の鼻の出ぐあいと白色矮星の大きさとの兼合いで論じた前の議論とつじつまはあう。つまり、(a)から(d)までの場合はかならずいくらかのガスが重い方の白色矮星に降り積らなければならない、その時はどうしても熱い大気が形成されて、それ以後の質量の移動をとめてしまう。

残るのは、(e) $1+0.6 M_{\odot}$ と (f) $1+0.5 M_{\odot}$ のふたつの場合だけであるが、これもエネルギーを比べてみれば、連星系の方が低いということが表1と表2からわかる。したがって、結論はどうしても、ダイナミカルなタイムスケールでは円盤につぶれることはない、ということになる。この結論は j 一定の回転則の場合でも同じであるし、中心の白色矮星を回転させても変わらない。

ではどうなるのかと言えば、熱い大気におおわれた主星に伴星からの質量移動がエディントン・リミットで進む、ということになる。言わば、一種の共通大気の時期を経験する。(a) $1+1 M_{\odot}$ の場合については、接触がさらに深くなった時期についても計算できて、それが(b)の場合である。たしかに、わずかだが(a)より(b)のほうがエネルギーが低い(表1)。局所的な角運動量の再配分が必要だが、(a)より(b)の状態に力学的に移ることができる。この様子を簡単にスケッチしたのが図4である。共通大気の形成は #1 から #2 にかけておこる。

4. ふたつの白色矮星の合体過程

この共通大気の時期は少なくとも1万年程度つづく。(これは、どのくらいの質量が移動すれば軽い方の白色矮星がつぶされて円盤になるかを調べることでわかる。)実は、そうなると重力波の影響が俄然きいてくる。エディントン・リミットで軽い星から重い星に質量の移動があれば、それにつれて連星の距離(separation) A はしだいに大きくなる。重力波は逆に角運動量を運び去るので A を小さくする。これらのタイムスケールは次のように見つめられる。

(i) 質量移動によって A の増加するタイムスケール

$$\tau_M^{-1} = \frac{d \ln A}{dt} = -2 \left(1 - \frac{M_2}{M_1} \right) \left(\frac{d \ln M_2}{dt} \right) \dots \dots \dots (1)$$

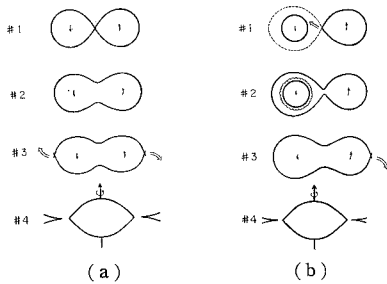


図 4 ふたつの白色矮星が合体するプロセス。(a) 質量比が 1 の場合。(b) 質量比が 1 以外の場合。#1: 軽い方の白色矮星がロッシュ・ローブを満たし、ガスが重い方の白色矮星にむかって流れはじめる。#2: 熱い大気が形成されて、ガスの流入はエディントン・リミットで進む。#3: 重力波が角運動量を持ち去るので、ふたつの白色矮星の距離はしだいに縮んで、最終的に外がわの臨界ロッシュ・ローブからガスがあふれるようになる。#4: このガスの流出はダイナミカルに不安定で、かつ質量とともに角運動量も持ち去るので最終的にふたつの白色矮星は合体する。

$$\frac{d \ln M_2}{dt} = \frac{L_{cr}}{M_2(C_1 - C_2)M_\odot} \dots\dots\dots(2)$$

$$L_{cr} = 7.9 \times 10^{45} M_1 \text{ erg/yr} \dots\dots\dots(3)$$

ここで、 L_{cr} がエディントン・リミットに相当する熱エネルギーの流れである。ただし、質量は M_\odot を単位としたものである。

(ii) 重力波により A の減少するタイムスケール

$$\tau_G^{-1} = \frac{d \ln A}{dt} = -0.58 M_1 M_2 (M_1 + M_2)^{-1/3} (2\pi/P)^{5/3} \text{ yr}^{-1} \dots\dots\dots(4)$$

ここで、 P は公転周期 (秒) である。表 1 の値を代入すれば、このふたつのタイムスケールは計算できて $\tau_M = 2$ 万年から 4 万年、 $\tau_G = 50$ 年から 3000 年となる。要するに、重力波で軌道がちぢむのが圧倒的にはやい。だいたい軌道半径が 2 割縮めば外がわの臨界ロッシュ・ローブをみたく (図 4 の #3) くらいになるので、約 100 年のタイムスケールで伴星は外がわのロッシュ・ローブを満たし、それ以後系外へのガスのあふれが始まる。この間に主星の白色矮星につもることのできる質量はおおよそ $0.001 M_\odot$ くらいであるから、中心に火がついたりすることもない。外がわのラグランジュ点 (L2 点) からのガスの流出は、内がわのラグランジュ点 (L1 点) からのガスのあふれと同じように力学的に不安定であるから (質量をはがれると、白色矮星は半径がふくれる)、今度こそ何もとめるものがないのでダイナミカルなタイムスケールで質量と角運動量が外に流れだしてしまう。このためふたつの白色矮星は最終的に合体する (図 4 の #4)。合体後に残るものは高速回転する白色矮星であろう。

最後に残った白色矮星がどれだけの質量と角運動量をもつかは、合体する過程において質量と角運動量がどのくらい系から運び去られるのかによる。この量は、単位質量あたり

$$\frac{\Delta J}{\Delta M} = 1.7 A^2 \Omega = 1.7 \left(\frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2} \right) J \dots\dots\dots(5)$$

で与えられる。 Ω は公転の角速度である。なお、重要な 1.7 という数字は連星系からのガスの流出を直接計算して求めたものである (沢田・蜂巢・松田 1983 による)。この式は簡単に積分できる。特に、質量比 1 の場合は

$$J = J_0 (M/M_0)^{6.3} \dots\dots\dots(6)$$

となり、これが合体途中の連星系の質量-角運動量 ($M - J$) の関係をあらわす (図 5)。添え字の 0 はあふれがはじまった時の値であることを示す。ここでは、外がわのロッシュ・ローブからのあふれがはじまった時点の質量と角運動量を M_0 と J_0 に代入する必要があるが、表 1 の (b) の場合の値を代入した。これはあふれをおこす直前の状態とほとんど違わない。この上に回転する白色矮星の $M - J$ 関係を図示すれば、最終的にどのくらいの質量と角運動量が残るかをおおざっぱに決めることができる。白色矮星が剛体的に回転しているとすれば、だいたい質量は $1.4 M_\odot$ 、角運動量は $0.6 \times 10^{50} \text{ erg}\cdot\text{sec}$ 、中心密度は $10^{8.7} \text{ g/cm}^3$ くらいになる。これでは中心には火はつかない。

質量比が 1 以外の場合も同じように積分できて、

$$J = J_{10, \text{spin}} + (J_0 - J_{10, \text{spin}}) (M_2/M_{20})^{1.7} \exp(1.7(M_2 - M_{20})/M_1) \dots\dots\dots(7)$$

となる。ただし、ここでは軽い方の白色矮星のみつぶされて、重い方の白色矮星はそのほとんどの質量を残すとした。この仮定はそんなに悪くない。というのは、軽い白色矮星の方が半径が大きいから、質量がはがされればそれだけまた半径が大きくなり、しまいには重い方の白色矮星までも包みこむようになるからである。したがって、いままでスピン角運動量を無視してきたが、重い白色矮星のスピン角運動量はその質量とともに最後まで残る。したがって、重い白色矮星のスピン角運動量 $J_{1, \text{spin}}$ のみ考慮する。図 5 と同じように、 $M - J$ 関係を求めたのが、図 6 である。(b) から (f) までの印は表 1 との対応を示している。この場合、残る質量は 1.2 から 1.3 M_\odot 、角運動量は $0.7 \times 10^{50} \text{ erg}\cdot\text{sec}$ 、中心密度は $10^{7.7}$ から $10^{8.2} \text{ g/cm}^3$ である。この場合もやはり中心には火がつかない。

後に残された白色矮星の回転則が剛体回転と違う場合についても、いくつか計算してみたが主な結論は変わらない。たとえば、回転則をもっと重い白色矮星ができるよ

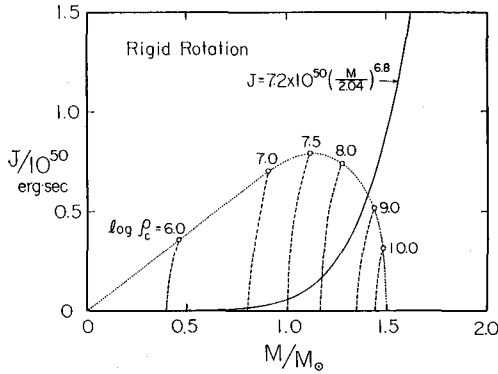


図 5 $1+1 M_{\odot}$ の白色矮星の合体過程の質量と角運動量の関係。および剛体回転している白色矮星の質量-角運動量の関係。破線は中心密度を与えて求めた剛体回転している白色矮星の系列。○印はここで剛体回転の解がなくなるところ。点線の内がわのみで剛体回転の白色矮星の解が存在する。実線にそって合体がすすむと考えられるので、点線と実線の交点が最大の質量を残す。最終的に残る白色矮星の質量はおおよそ $1.4 M_{\odot}$ 、角運動量は 0.6×10^{50} erg·sec、中心密度は $10^{8.7}$ g/cm³ である。

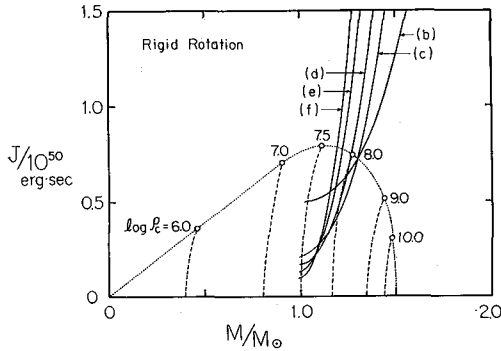


図 6 質量比が 1 以外の場合の質量-角運動量の関係図。最終的に残る白色矮星の質量は 1.2 から $1.3 M_{\odot}$ 、角運動量は 0.7×10^{50} erg·sec、中心密度は $10^{7.7}$ から $10^{8.2}$ g/cm³ くらいである。中心密度が低いので白色矮星の中心には火がつかない。

うなものにしてみても、(その場合は、もちろん質量と角運動量は大きくなるが、) 最大密度はむしろ小さくなる。ここで主な結論というのは、中心または中心からずれたところでもかまわないが、最大密度のところでは炭素に火がつくか、ということである。

5. 重い二重白色矮星連星

今まで考えてきた CO 白色矮星はすべて $1 M_{\odot}$ より小さい質量のものであった。しかし、可能な最大質量は $1.37 M_{\odot}$ であるから、本当に I 型超新星になるかどうかを言うためには全体として $2.74 M_{\odot}$ までのものをその範囲にいれる必要がある。図 7 は、 $1+1 M_{\odot}$ より重い場合を計算したものである。この図は図 5 と同じものであるが、 $1.2+1.2 M_{\odot}$ より重い場合は、中心密度が 10^{10}

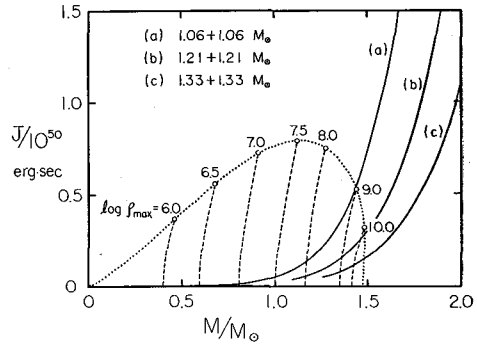


図 7 質量が $1+1 M_{\odot}$ より重い場合の質量と角運動量の関係。臨界質量 $1.2+1.2 M_{\odot}$ より重い場合、合体後の白色矮星の中心密度が 10^{10} g/cm³ より大きくなる。したがって、温度が 0 でも炭素に火がつくので I 型超新星になることが可能。

g/cm³ より大きくなるので中心で炭素に火がついて I 型超新星になる。したがって、I 型超新星になるかどうかの臨界質量は $1.2+1.2 M_{\odot}$ であることがわかった。問題なのは、進化の過程でこのような二重白色矮星のうまれる割合が、現実の I 型超新星の出現率とうまく合うかどうかである。

6. そして残されたものは……

臨界質量が $1.2+1.2 M_{\odot}$ というのは、イベンやツツコフらが考えた例と照らしあわせてもすこし大きめだと思われる。この臨界質量がもうすこし小さくなる可能性を考えてみたい。図 4 #4 にあるように、おそらく最後に残ったものは剛体回転に近いかどうかは別にして、はやく回転する白色矮星とそのまわりにすこし離れて、ただようように回転しているガス円盤であろう。これが最終的に白色矮星に落ちてきて、今度こそ I 型超新星爆発までいくかどうかは、円盤の粘性がどのくらい大きいかにによる。温度が十分低い場合は粘性は小さい。仮に、ある程度時間をかけてじわじわ落ちてきたとしよう。しかし、剛体回転している白色矮星の表面では、重力と遠心力がほぼ釣り合っている状態だから、これ以上の質量はどうしても積れない。

しかし、白色矮星が磁場をもっている場合には、臨界質量をかなり小さくできる可能性がある。おそらく合体後の星の外層が高温になっている可能性ともあわせて、恒星風が角運動量を奪って中心密度が高くなれば炭素に火がついて I 型超新星になる。

また、このシナリオ以外にも、たとえば、共生星 (symbiotic star) の状態から I 型超新星にいたる道筋も考えられている。

なお、この話は蜂巢・江里口・野本 (1985) をもとにして再構成したもので、より詳しいことを知りたい方はそちらを参照されたい。