

図1 新星爆発の1サイクル。Aは質量降着している白色矮星の位置。水素の核暴走が始まると急に明るくなり、ガスが膨張して質量放出が始まる(点B)。ガスが最大半径にふくむ点Cの近くで可視光の光度がピークに達する。それ以後ガスの外層は熱的平衡状態に達し、質量放出しながら左へすすむ。点Dで質量放出がやみ、点Eで水素の核燃焼が消える。

は外層のガスだけなので、白色矮星自体は影響をうけない。それで伴星からまたガスが降ってくれば新星爆発が再び生じる。このサイクルは何回も繰り返されるが、爆発の間隔は連星系のパラメタによって異なる。質量降着率が小さくて白色矮星が軽いとなかなか不安定殻燃焼が起こらずに、爆発の間隔が長くなる。典型的な古典新星では、爆発の間隔は10万年程度だが、回帰新星^{*1}では10年-数10年と短いため、同じ星の爆発が何度も観測されている。

2. 新星爆発の理論について

白色矮星表面で核燃焼が暴走して新星爆発が引き起こされる様子が計算されたのは1970年代後半

*1 回帰新星については、熱核反応暴走モデル以外に、伴星の主系列星からガスの塊が落下するモデルもあったが、現在では光度曲線が再現されるようになったため、他の新星と同じく熱核反応で起こると考えられている。

のことであつた。爆発がはじまりシェルが膨張していく様子を計算するのは簡単なことではなく、アメリカとイスラエルと日本のグループで膨張速度がぜんぜん違う結果となつた。星の進化を計算するヘニエイコードは、新星の膨張ガスのように輻射圧が優勢の時には収束しなくなる数値的困難があつた。また表面から飛び出したガスの扱いをどうするのかも課題である。要するに新星では、爆発が中途半端で加速の大きさも最終速度も中途ハンパなので計算が難しい。むしろ超新星爆発のほうが、ほとんど自由膨張で圧力勾配の項が効かず、さっさと減光するため光度曲線の計算はずっと簡単である。数値計算の困難のためか研究を続ける人がめっきり減り、今では進化コードで計算をしているのは Prialnik 女史だけになってしまった。

このような状態で新星爆発の理論研究はあまりパツとしなかつた。その間 IUE 衛星により、新星爆発で飛ばされた物質 (ejecta) の元素組成が太陽組成ではなく、炭素や酸素など白色矮星物質が大量にまざっていることがわかってきた。つまり白色矮星は新星爆発を起こすたびに少しずつ削られるようだ。

一方進化計算とは違う方法で新星爆発を研究する流れもあつた。新星の質量放出が光球より深い場所で輻射圧により加速されることは1966年に Friedjung が指摘していた。定常状態を仮定した計算を提案したのは Finzi & Wolf と Bath であつたが、私がこの業界に参入した1983年には研究を続けている人は誰もいなかった。世の中は星からアクリーションディスクへと移り変わり、星の分野では、面白そうだがめんどうな問題しか残されておらず、人々に置き去りにされた感がある。私はそれ以来質量放出の理論に関わってきたが、新星の減光の様子を理論的にきれいに計算できるようになるまでには新吸収係数¹⁾の出現をみなければならなかつたので、10年もかかつてしまった。

こうして作りあげた Optically Thick Wind Theory は、球対称と定常状態を仮定して星の内部構造を

決める方程式を解き、定常解の系列で新星の時間変化を近似する方法である(詳しいことは文献2)。名前の由来はガスの加速が光球の内側で起こるからである。この方法の利点は、質量放出率が境界値問題の固有値として正確に求まり、また光球面温度も正確なので、新星の光度曲線が理論的に計算できることである。ただし新星の増光とピーク付近では定常の近似が良くないので、適用できるのは減光時だけである。一方、Prialnikの進化計算³⁾では爆発の全サイクルを一応計算できるが、ガスが膨れると光度や有効温度が決められなくなる。お互いに相補的な計算ではあるが、新星のタイムスケールが新吸収係数によって短くなった点や大まかな結論では一致をみている。今のところ、新星の光度曲線を計算できるのは私だけである。

なお、以下では optically thick wind のことを新星風理論と呼ぶ。この理論は新星のほかにも、惑星状星云中心星やX線バースト、ウォルフ・ライエ星などにも適用できるが、適当な日本語が見当たらないため、本稿では新星風としておく。

3. 新星風はいつ起こるか

新星爆発のさい、はげしい質量放出でガスが飛び散る。質量放出の原因は、白色矮星表面の核反応領域で生成された熱エネルギーが、外に流れ出す時に途中でブロックされてガスを押すからである。図2は可視光のピーク後の新星の道筋を描いたもので、ピークの後もかなり長く新星風が続くことがわかる。このように新星風が広い範囲でおこるのは、加速が光球の内側の深いところ(新吸収係数のピークは20万度付近)でおこるため、表面温度がそれより高くなるまでは新星風が止まないためである。質量放出率は星の質量にはあまり依らず、表面温度が1万度程度では $10^{-4} M_{\odot}/\text{yr}$ と大きく、星が左へ動くにつれて急に下がり、質量放出がやむ直前では $10^{-7} M_{\odot}/\text{yr}$ 程度になる。

星が光度をほぼ一定に保ったまま左に動くと、有効温度が上がるために可視光の光度が下がり、

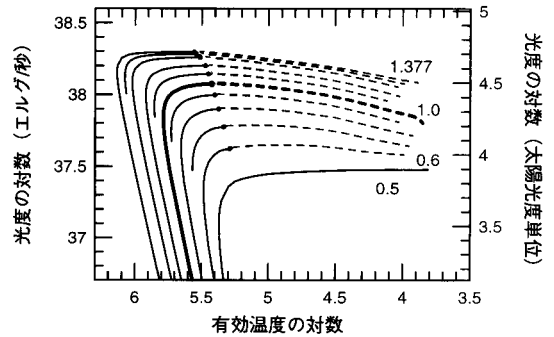


図2 新星爆発のサイクルの後半部分(図1のCDEにあたる)のみちすじ。点線部分が新星風が起きている領域。黒丸で新星風が止む。数字は白色矮星の質量で、下から順に $0.5 M_{\odot}$ から 0.1 きざみで増加し、上の2本は 1.33 と $1.377 M_{\odot}$ に対応する。

紫外線をたくさん出すようになる。さらに有効温度が上がると、紫外線のフラックスも減って極短紫外線や超軟X線でのフラックスが増大する。なおこの図はガスの組成が太陽組成の場合を示した。これは後で述べる回帰新星、おそい新星、共生星型新星の場合に対応する。古典新星の場合にも同様な図が描ける²⁾。

4. 新星の光度曲線解析

新星風理論により、観測と比較できる位に質の高い理論曲線が得られるようになったので、新星の光度曲線が何に依るのかという問いに答えられるようになった。ここでまず光度曲線がどの程度合うのかを見てみよう。なお現在のところ理論の単純化による限界があり、光度曲線が合わせられない場合がある。光度曲線のピークとそれ以前、ダストによる減光、遅い新星に見られる光度曲線の振動、密集したスペクトル線による光度曲線への(特に紫外線領域への)影響は扱えない。

4.1. 古典新星

図3には、はくちょう座1978年の新星(moderately fast nova)の光度曲線のデータと理論曲線を示

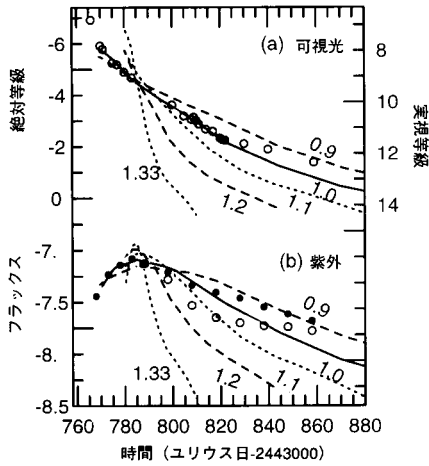


図3 古典新星 Nova Cyg 1978 (V1668 Cyg)の光度曲線解析。理論は曲線で観測は丸で示されている。理論曲線についている数字は白色矮星の質量を表す。a)可視光の光度曲線。白丸は Gallagher et al. (1980)による Y フィルター領域での観測値。b)紫外領域での光度曲線。白丸は紫外線でのフラックス、青丸は紫外線と赤外線 のフラックスの合計値 (Stickland et al. 1981)。距離を 2.88 kpc に仮定してある。(詳しくは文献2を参照のこと)

した²⁾。ガスの元素組成は観測値に合わせて質量比で水素が35%、ヘリウムが33%、炭素酸素が30%を仮定した。図の理論曲線をみると重い星ほど早く減光する。これは不安定殻燃焼が起こるための臨界質量が重い白色矮星ほど小さいため、ガスが全部飛ばされるまでの時間が短いからである。可視光も紫外線の観測値も、白色矮星の質量が1.0 M_☉の理論曲線と合うことがわかる。またこの星までの距離は実視等級と絶対等級の差から求め、可視光と紫外線でほぼ同じ値、約3 kpcをあたえる。

また、はえ座1983年の新星(Nova Mus 1983)は赤外線からX線まで各波長の光度変化の観測がそろっているめぐまれた天体であるが、これらのゆっくりした減光は、白色矮星の質量が0.6 M_☉程度の場合の理論光度曲線とよく合う。いっぽうヘルクレス座1991年の新星はとても減光が早い、1.33 M_☉程度の白色矮星として理解できる。

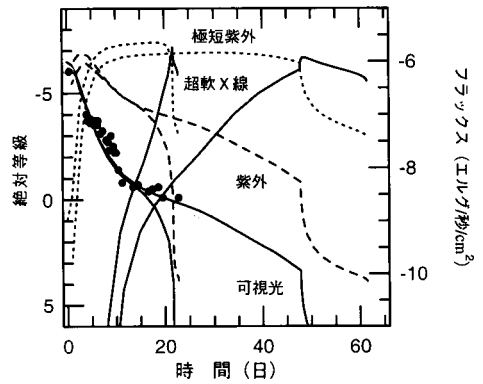


図4 回帰新星 U Sco の光度曲線解析。理論曲線は元素組成が(X, Z)=(0.7, 0.02)と(0.1, 0.02)の2セットが示されている。白色矮星の質量はどちらも1.377 M_☉とした。黒丸の観測値は1987年の爆発時のもの(Sekiguchi et al. 1988)であるが、最初の丸(t=0.43)だけは以前の爆発から推測したピークの値である。ガスの元素組成が違っていると、新星風が弱まった時(絶対等級<0)の光度曲線が異なる(詳しくは文献4)。右側のフラックスは星までの距離を1 kpcとした時のもの。

このように古典新星で減光が非常に早いものは1.33 M_☉程度に重い白色矮星、やや早いものは中程度の白色矮星、遅いものは軽い限界に近い白色矮星となり、新星の減光の早さがちょうど白色矮星の質量の分布に一致している。新吸収係数が出るまでは、新星の減光のタイムスケールを短くするために、白色矮星の質量を太陽の1.3倍以上であると仮定せざるを得なかったが、今となっては、考えられる白色矮星全般にわたって新星爆発が起きていることになり、むしろこちらの方が自然である。

4.2. 回帰新星

図4には回帰新星のひとつ、さそり座U星(U Sco)の光度曲線解析を示した。この星はとても減光が速く、理論曲線は非常に重い白色矮星のものでないと合わない。ここで白色矮星の上限質量として知られているチャンドラセカール質量は1.44 M_☉であるが、質量降着している白色矮星は有限温度であるため、実際の上限質量は1.38 M_☉程度



である。この上限を越えると白色矮星は Ia 型超新星爆発を起こす (野本ほか 1984)。つまりこの図は白色矮星が極限的に重いことを意味している。

実をいうと、この U Sco の他にも、これとほとんど同じ減光を示す回帰新星が 3 つもある (T CrB と V394 CrA, V745 Sco)。光度曲線解析⁴⁾から、元素組成を多少変えてもやはりこれらは、上限質量ぎりぎりの白色矮星であることがわかる。全部で 10 数個しか見つかっていない回帰新星のうち、4 つまでもが極限的に重い白色矮星であることは、必然的にその起源に注目を集めることになる。特に Ia 型超新星の親星との関連からみて、これらの星が超新星になりそとなった星なのか、それともこれから爆発する直前なのか、興味があるところである。

白色矮星が何回も新星爆発を繰り返すうちに重くなっていくのか、それとも軽くなるのかを知るためには、光度曲線解析が欠かせない。図 4 からわかるように超軟 X 線など短波長の観測は白色矮星のパラメタ決定に大いに役立つ。回帰新星のうち U Sco, T Pyx, RS Oph は爆発周期からみて次の爆発がいつ起こっても不思議はない。できれば IUE 衛星が生きているうちにどれかが爆発してくれれば紫外線の光度曲線が取れるのに、と期待していたがついに夢となってしまった。回帰新星のとりえは、きっとまた爆発してくれることである。今後の観測に期待したい。

4.3. おそい新星と共生星型新星

ゆっくりした減光をするおそい新星は、軽めの白色矮星に対応する。たとえば RR Pic は 0.8–0.9 M_{\odot} 程度に相当する (ガスの組成は太陽組成に近いと仮定した)。また共生星型新星 (Symbiotic novae) の観測的特徴は、0.6 M_{\odot} 程度の軽い白色矮星が起こす新星爆発としてよく理解できる。速度や質量放出率が時間とともに増えることなども新星風理論とよく合う。つまりこれは新星風が起こるぎりぎりの白色矮星でのゆっくりした質量放出であろう。

なお、これらの新星と理論的には良く似ている現象が惑星状星雲の中心星の進化である。赤色巨

星から白色矮星に進化する途中のコアの道筋は新星風理論で追うことができる。新星との主な違いは中心星の半径が大きいことだけである。新吸収係数を使うと進化の時間が 1/2 に早まり (0.6 M_{\odot} の場合)、これまで標準的に使われてきた Schönberner の値を全面的に見直さなければならなくなった⁵⁾が、ここでは省略する。

5. 新星の光度曲線の統一的解釈

— 何が白色矮星の早さを決めるか

このように新星風理論ではいろいろなタイプの新星や惑星状星雲の中心星の進化などを統一的に説明できる。

光度曲線が非常に早い回帰新星は極限的に重い白色矮星に相当し、非常に遅い共生星型新星は非常に軽い白色矮星に対応している。これらは元素組成が本質的に太陽組成に近い場合であるが、古典新星の場合もすでに見たように同じ状況であった。つまり新星のタイムスケールの違いは白色矮星の重さとガスの元素組成の違いに依り、タイムスケールの範囲、つまり早いものから遅いものまでの範囲は白色矮星の質量分布にちょうど対応している。

さて、この光度曲線解析は白色矮星の重さをきめる新しい方法でもある。白色矮星の重さを観測的に決めるのは難しく、新星でもよくわかっていない場合が多いのでこの方法はとても有益である。観測データが不十分で光度曲線が合わせられない場合には、可視光のピークから超軟 X 線が減衰するまでの時間 (X-ray turn off time) が質量を決める手懸かりになる。

表 1 にはいろいろなタイプの新星や惑星状星雲の中心星の進化の時間尺度を示した。この表での X 線ターンオフタイムは、表面温度が 1 万度であった時から水素の核融合反応が消えるまでの時間である。たとえば Nova Mus 83 は可視光の発見から Rosat 衛星で X 線が減少するまで約 10 年かかったが⁶⁾、これは表 1 から古典新星の 0.6 M_{\odot} 程度に



表1 いろいろな新星の時間スケール

質量	X線ターンオフタイム	新星風の継続時間
(Mo)	(年)	(年)
古典新星		
0.5	28	7.4
0.6	12.8	3.9
1.0	1.3	0.61
1.33	0.13	0.11
回帰新星, 遅い新星, 共生型新星		
0.6	3600	wind なし
0.7	700	wind なし
1.0	28	7.7
1.3	1.3	0.63
1.377	0.17	0.13
last He shell flash (桜井天体)		
0.6	3900	wind なし
1.05	75	47
1.3	11	8.4
惑星状星雲の中心星		
0.6	3300	wind なし
0.7	570	wind なし
0.9	59	16

あたり、光度曲線解析と同じ結果となる。

新星は3つのサブクラスとも同じしくみで起こると今では考えられるようになったが、これら相互の関連や連星系の進化との関係などはよくわかっていない。今回報告したような光度曲線解析が今後進めば、サブクラスによる白色矮星の質量やガスの元素組成の系統的違いを定量的に研究できるので、新星のサブクラスどうしの関係や起源に関して大きな手がかりとなるであろう。

6. 連星系理論のパラダイムシフト

— 期待される新展開

近接連星系のモデルには質量降着している白色矮星を含むものがたくさんある。伴星から出たガスが白色矮星の側のロッシュローブに入ると、アクリションディスクを形成して白色矮星にふりそそぐ。質量降着率が小さいと新星爆発がおり、爆発のときに白色矮星物質を巻き上げて飛ばして

しまうために白色矮星はしだいに削られていく。質量降着率が大いいと水素の核燃焼は安定なので、白色矮星のまわりに静的な外層大気をつくり、水素が燃えてヘリウムになった分だけ白色矮星は太っていく。

このような静的な大気をもつ白色矮星は、今までIa型超新星の親星や共生星のモデルとして広く受け入れられてきた。ところがもし新星風が起これると、白色矮星のまわりにふりそそいだガスが逃げてしまい、白色矮星が太れないばかりか、新星風が連星系の角運動量をもち逃げするために、連星系の進化をも大きく変えてしまうことになる。

図2は実は、新星爆発ばかりでなく、このような大気をもつ白色矮星にも適用される。白色矮星がアクリションディスクからガスを受け取り、安定な水素核融合反応を起こして明るく光っているときには、白色矮星は図2の水平な部分のどこかに位置する(図1でCDEの部分)。もし星が点線部分にいれば新星風が大量のガスを持ち去るので

従来のモデルは成り立たない。最近注目を集めている表面温度が10万-100万度の領域には、共生星の高温度成分である白色矮星や最近発見された超軟X線源があり、また理論的に考えられているIa型超新星の親星モデルもこのあたりに位置する。連星系の進化理論のハイライトは何と言ってもIa型超新星の起源であろう。Ia型超新星は白色矮星が炭素の核暴走をするものであるが⁷⁾、その親星は未だに不明である。Iben & Tutukov (1984)が提案した、連星白色矮星が合体して核爆発するモデルは、重い二重白色矮星連星が観測的に見つからないことなどから少々分が悪い。他に考えられる可能性は、質量降着する白色矮星がチャンドラセカール質量まで重くなり、炭素核燃焼を起こして超新星爆発するものである。このとき、質量降着率が小さいと新星爆発してしまうから、白色矮星が成長するのは、質量降着率が大い ($>10^{-7} M_{\odot}/\text{yr}$) 場合に限られる。この場合には白色矮星の表面で安定な水素の核燃焼が起こっていて、白色矮星は明るくて表面温度が高い。だからこういう天体は共生星か超軟X線天体として観測されるであろう。このような系のなかで白色矮星がすすく成長しチャンドラセカール質量に達すれば、そのうち超新星爆発を起こすはずである。

この白色矮星が成長するかは、ひとえに新星風がどのように起こるかが決めてとなる。蜂巢等⁸⁾は、ロッシュローブを満たした伴星と質量降着する白色矮星の進化を追いかけ、Ia型超新星に至る連星系の新しい道筋を示した。この中で新星風による角運動量と質量の損失が連星系の軌道変化を決め、それが伴星からの質量降着率を支配する。また最近発見された超軟X線星RX J0513-69は、HR図上での位置がちょうど図2の黒丸付近に位置し、準周期的な変光をするたびに、点線領域と実線領域を行ったり来たりする。このメカニズムは白色矮星への質量降着が、新星風による角運動量損失で調節されて、やんだり起きたりしているためと考えられる⁹⁾。

このように新星風は連星系の進化を追いかける上で非常に重要な要素となってきた。今までのように、降着したガスを静かに受けとる白色矮星の描像は、新星風を伴う白色矮星に置き換えられなければならない。そしてその新星風が連星系の進化を決めてしまう。従来のいろいろなモデルは、この新しい描像を用いてもう一度考えなおす必要がある。言い替えば連星系の進化理論に新しい風を、否、新星風を吹き込む必要があると言えるだろう。

参考文献

- 1) OPALの吸収係数の第1版は、Rogers F.J., Iglesias C.A., 1992, ApJS, 79, 507にあるが、本稿では改定版を用いた: Iglesias C.A., Rogers F.J., 1996, ApJ 464, 943
- 2) Kato M., Hachisu I., 1994, ApJ 437, 802
- 3) Prialnik D., Kovetz A., 1995, ApJ 445, 789
- 4) Kato M. 1995, in Cataclysmic Variables, (eds.) Bianchini A., Della Valle M., Orio M. (Dordrecht:Kluwer) p.243
- 5) Kato M., 1997, ApJS submitted : 連星系のモデルに簡単に組み込める optically thick wind 解のデータベース
- 6) Shanley L, Ögelman H., Gallagher J.S., Orio M., Krautter J. 1995, ApJ 438, L95
- 7) 野本憲一, 1985, パリティ, 01, 58; 野本憲一, 1986, 日本物理学会誌, 41, 129
- 8) Hachisu I., Kato M., Nomoto K., 1996, ApJ, 470, L97
- 9) 蜂巢, 加藤 1996, 日本天文学会秋季予稿集 N03a

Recent development in nova wind theory

Mariko KATO

Department of Astronomy, Keio University,
Yokohama, Japan

Abstract: What determines the nova speed class has been one of the most important long-standing problems. This paper reports how the optically thick wind theory solved this problem.

The light curve analysis based on this wind theory provides a new way to determine the white dwarf mass that will derive new aspects on the quantitative studies of nova system.

The optically thick wind will change the main frame of binary studies and open a new channel to type Ia supernovae.