

X 線バーストと中性子星表面での核燃焼

宮 路 茂 樹*

1. はじめに

「X線バースト」とは、1975年にオランダの ANS 衛星により発見された、1秒程度で立ち上がり、数十秒の間X線強度が増加する現象である。その後、米国の SAS-3 衛星、日本の“はくちょう”衛星といった宇宙X線源の定常観測体制が整うにつれ、現在までに約 30 個のX線バースト源（バースターと呼ばれている）が見つかっている。特に 1979年2月に打ち上げられた“はくちょう”は、バーストの観測を主眼とした衛星で、興味ある新事実を次々と発見して来ている。たとえば既に月報誌上でも、小川原・松岡の両氏（第73巻 2月号）や村上氏ら（第73巻 4月号）によって、紹介されているのでそちらを参照していただきたい。

観測が精密化して来るにつれ、バースターとはどのような星なのか、どうしてバーストが起こるのかについても、おおよそそのことが解ようになって来た。今までにいくつものバースターのモデルが提唱されては消えていった。その中で現在まで生き残っているモデルは、「中性子星表面での核爆発」と「中性子星を取巻く降着円盤に溜った物質が一度に降り積る非定常質量降着」の二つである。一方、バーストにも二種類のもの（Type I と Type II）があり、各々が二つのモデルに対応している。ちょうど、白色矮星に対する二つのモデルが、各々新星と小規模新星（U Gem 型）に対応しているのと同様である。しかし質量降着モデルが妥当と考えられている Type II のバースターは、約 30 個のバースターのうち、ラビッドバースターと呼ばれているもの唯一つである。ここでは、いくつかの核爆発モデルを比較紹介しながら、バーストの正体を探してみたい。

2. X線バーストの特徴

実際のモデルの話に移る前に、バーストの説明されるべき特徴を整理してみよう。バーストの観測は、まさに日進月歩の感があり、続々と新たな性質が発見されている。折よく昨年（1980年）の7月末に、内外の研究者を集めて東京で「スペース天体物理学」のシンポジウムが開かれ、多くの新しい観測事実が紹介されたので、その時の話をまとめてみると次のような特徴があげられる。

◦ Type I バースト（すべてのバースターから観測されている）

立ち上がり時間は1秒程度で、持続時間は3~20秒。各々のバースターによって、また同一のバースターでも観測時期によって、立ち上がり時間・持続時間ともに変

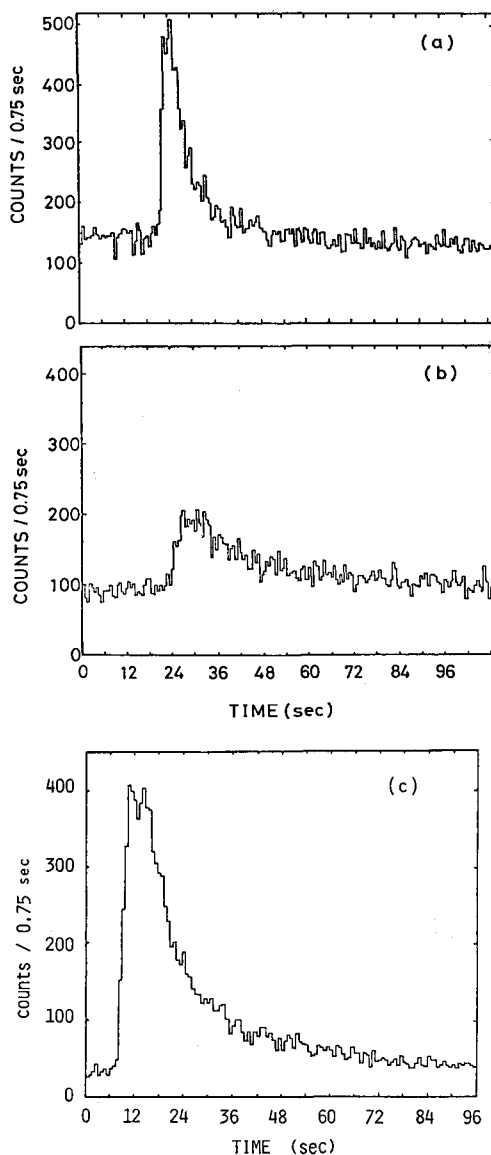


図1 “はくちょう”の観測したバーストの形態 (a) FFモード (b) SSモード (c) FSモード

* 東大教養 Shigeki Miyaji: X-ray Bursts and Shell Flashes on Accreting Neutron Stars

化している。おおまかには、立ち上がり時間・持続時間がともに短いFFモード (Fast; シャッキリ型), とともに長いSSモード (Slow; だらだら型), 鋭い立ち上がりと長い持続時間のFSモード, さらに極端に短いもの, 硬X線では二山のピークを持つものや不定形のもの等に分類できる。バースター XB 1608-522 で見られた3つのモードの典型的な例を図1に示す。

バースト間隔は数時間から数日程度であるが, 2~3時間で繰返したMXB 1636-536のような例もある。また, MXB 1743-28では4分間隔, XB 1608-522では10分間隔で二発のバーストが観測されたこともある。

少なくとも5個のバースターは球状星団中にあり, 他のバースターも大半は銀河中心方向に集中している。バースターまでの距離を銀河中心までの距離10kpcとすると, バーストの総エネルギーは約 10^{39} ergである。Cen X-4からは極端に強いバーストが観測されているが, これは距離が比較的近いため (~3kpc)と思われる。

バーストのスペクトルは温度が約3000万度の黒体放射によく合い, バースト後半ではスペクトルの軟化が観測されている。スペクトルを黒体放射型, 距離を10kpcと仮定すると, バーストを起こした天体の半径は約10kmである。バースト中に二倍程度の表面積変動が観測されている例もある。

定常X線フラックスとバーストX線の総フラックス量を時間平均したものとの比 ($\alpha \equiv$ 定常成分/バースト成分) は1000~25であり, 同じバースターでもモードごとに, 定常X線強度も α 値も変化している。例えば, 定常X線強度の減少とともに, MXB 1820-30ではバースト (FFモード) が見られるようになり, XB 1608-522ではFFモードからSSモード, FSモードへと移っていった (図2, 表1参照)。しかしいくつかのモードのバーストが混在している場合もある。

再起型X線新星 (Cen X-4, Aql X-1, XB 1608-522) からもバーストが発見されており, 定常成分の変化からCen X-4では8.2時間, Aql X-1では1.3日という連

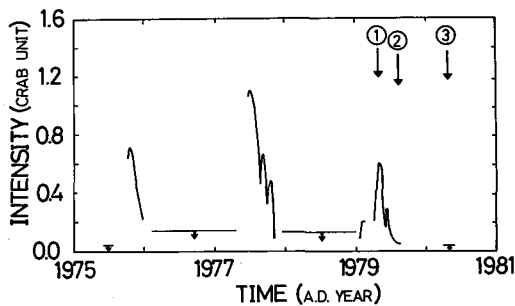


図2 XB 1608-522の定常成分の強度変化。

表1 XB 1608-522のバーストの一般的性質*

期 間	定常X線強度 (Crab.)	バーストの形		α 値	例
		立ち上がり時間 (秒)	持続時間 (秒)		
① 1979年 4~5月	~0.3	≤ 1	≤ 10	~500	(a)
② 1979年 6~7月	≤ 0.07	3~6	15~25	≤ 70	(b)
③ 1980年 4~5月	≤ 0.05	≤ 1	15~25	≤ 25	(c)

* ①, ②の期間に観測されたバーストの形はどれも良く似ているが, ③の期間には他にFFモード, SSモード, 二山ピークのもの等も観測されている。

表2 再起型X線新星のモデル

燃料成分の濃度比		Case	\dot{M}	バーストの形		α 値
水素	ヘリウム			立ち上がり時間 (秒)	持続時間	
0	1	2	$> \langle \dot{M} \rangle$	≤ 1	短かい	≥ 200
~0.23	~0.75	3	$\sim \langle \dot{M} \rangle$	数秒	長 い	≥ 100
~0.5	~0.5	3	$<< \langle \dot{M} \rangle$	≤ 1	長 い	≥ 50

星周期が観測されている。しかし, 近接連星につきものの食現象はどのバースターからも観測されていない。

○ Type II バースト (ラピッドバースターただひとつ)

立ち上がり時間は1秒以下, 持続時間は3秒~10分程度で, バースト間隔は1分~10分程度。スペクトルは約3000万度の黒体放射型であるが, 軟化はみられない。三角モードと台形モードがあり, バーストの総エネルギーと同様, 定常X線強度との相関がある。 α 値は1に近い。

その他にも色々面白い特徴があるのだが, 上にあげた Type I バーストとの相異点だけからでも, Type II バーストが核爆発モデルでは説明できないことは明らかである。これらの特徴は非定常質量降着モデルを示唆するものなので, 以下省略させていただいて, 話題を Type I バーストのモデルということに限らせていただく。

3. 中性子星表面での核燃焼

バーストが発見された初期から, 「中性子星表面での核爆発」という説は, 色々な人々によって唱えられて来

た。高密度な星と主系列星や巨星が連星をつくっているとき、相手の星に対して二つの星の距離が近すぎて相手の星から大気があふれ出して来たり、比較的遠いときでも太陽風のような恒星風によって、相手の星から高密度な星にガスが流れ込んで来る。こうして、高密度な星に降って来たガスは星の表面に降り積ることになる。定常X線成分はこの質量降着により解放された重力エネルギーが見えていると考えられており、定常成分の強度変化は質量降着率 \dot{M} が変化したことに対応している。

中性子星に球殻状に降り積ったガス殻では、中性子星の表面重力が強いため中性子星の半径に比べて圧力のスケール高度は短かく、つまり半径が 10 km の中性子星の表面に 10 m ほどの外殻がついているわけで、平行平面近似が成り立つ。この様な殻の構造は、上部に積った質量 ΔM とその場所での温度 T という二つの物理量で決っている。こうして殻の中での水素燃焼・ヘリウム燃焼の安定性を調べることができる。今、単位時間・単位質量当りの核反応によるエネルギー解放を ϵ_N 、殻の重みで圧縮されることにより出て来る重力エネルギーを ϵ_g 、ニュートリノによるエネルギー損失を ϵ_ν 、光子の拡散等によるエネルギー伝導損失を ϵ_r と書くと、発生するエンタルピー H は、

$$\frac{dH}{dt} = \epsilon_N + \epsilon_g - \epsilon_\nu - \epsilon_r \dots\dots\dots(1)$$

で表わせる。 ϵ_ν は中性子星内部では大きい殻の付近では無視できるほど小さく、またいったん核反応が起これば始めるとすぐに $\epsilon_N \gg \epsilon_g$ となるので (1) 式は、

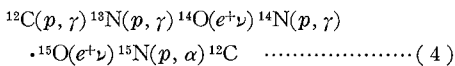
$$\frac{dH}{dt} \simeq \epsilon_N - \epsilon_r \dots\dots\dots(2)$$

と書き直すことができる。(2) 式の値が正であれば温度が上がり核反応は加速されフラッシュとなり、負ならば温度が下がり核反応は起これなくなる。また (2) 式の温度に対する変分をとれば、

$$\frac{d\delta H}{dt} = \delta\epsilon_N - \delta\epsilon_r \dots\dots\dots(3)$$

となり、この式で核反応の熱的安定性を調べることができる。つまり、 $\epsilon_N = \epsilon_r$ で $\delta\epsilon_N < \delta\epsilon_r$ ならば安定な定常燃焼、 $\delta\epsilon_N > \delta\epsilon_r$ ならば不安定な燃焼である。

降り積るガスは平均的な元素組成 (水素 73%, ヘリウム 25%, 他の重元素 2%) を持っていると考えられるから、殻の中で最初に起こる核反応は水素燃焼だが、その結果できる灰が内側にヘリウム殻をつくれれば、ヘリウム燃焼も考える。水素は温度が 4×10^7 K 以上のとき高温 CNO サイクル



で燃えているが、このサイクル中には二つのベータ崩壊

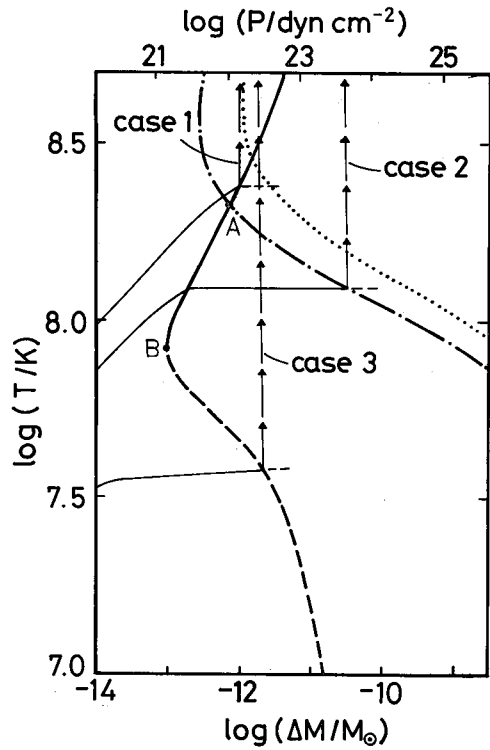
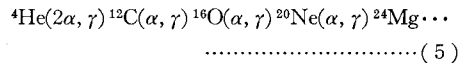


図 3 中性子星に降り積ったガス殻の安定性。殻フラッシュを起こす前の殻の構造を近似的に細い実線で示した。くわしくは本文参照。

があり、その寿命 (^{14}O の 102 秒と ^{15}O の 179 秒) によって一廻りする反応時間が決っている。このため水素燃焼による $\epsilon_N(\epsilon_H)$ は温度が 10^8 K 程度になると $\epsilon_H \sim 10^{14} \text{ erg g}^{-1}\text{s}^{-1}$ で飽和してしまう。一方、ヘリウム核燃焼は



と燃えて高温になるに従い、 (α, γ) 反応が次々に始まっていく。

$0.476 M_\odot$ の中性子星について核反応の安定性を調べた例を図 3 に示す。 $\epsilon_H = \epsilon_r$ となる位置を太い破線 (不安定域) と太い実線 (安定域) で示してある。この線より右側では $\epsilon_H > \epsilon_r$ となっており核反応は加速されているが、温度が上がると安定燃焼になるのは上に述べた ϵ_H の飽和によるものであり、飽和してしまうと温度・密度によらず ϵ_H は一定になるため、対流の発生はおさえられている。水素が定常燃焼しているときは内側にヘリウム殻ができるが、ヘリウム殻では熱伝導率が良く、しかも外側から水素燃焼によって温められており、ヘリウム燃焼による $\epsilon_N(\epsilon_{He})$ と ϵ_r を単に比較するだけでは意味がない。むしろフラッシュを起因する条件の (3) 式が問題である。このため $\delta\epsilon_{He} = \delta\epsilon_r$ となる位置をヘリウムの

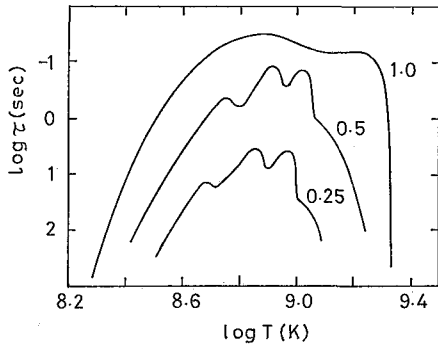
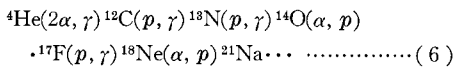


図4 水素・ヘリウム混合殻フラッシュによる温度上昇の時間尺度 (数字はヘリウム濃度).

濃度 (Y) 別に (Y=0.25: 点線と Y=1: 一点鎖線) 示してある.

質量降着により ΔM が増して来る様子を考えると, 三つのケースがあることが分かる. Case 1 は安定な水素燃焼によりヘリウムが増え, 水素とヘリウムが混り合ったまま殻フラッシュを起こす場合で, 図3中のA点より上方に水素燃焼殻の底が入って来たときである. Case 2 は水素の定常燃焼により内側にヘリウム殻ができ, ヘリウム殻フラッシュを起こす場合で, 水素燃焼の底がA点とB点の間にあることが必要条件である. Case 3 は水素が殻フラッシュを起こし, そのまま水素とヘリウムの混合殻フラッシュに成長する場合で, 水素フラッシュを起こすときの ΔM がA点の値よりも大きい必要がある.

水素とヘリウムの混合殻フラッシュというのは水素とヘリウムが同時に燃える場合で, (4) や (5) の反応がからみ合い,



などという反応を起こしていく. この様なフラッシュが進行する様子は Y の値によってずいぶん異なる. 図4に質量 0.476 M_{\odot} の中性子星で, 殻の底の圧力が 10^{23} dyn cm^{-2} のときに, 混合殻フラッシュにより温度が上昇する時間尺度を示した.

4. 2つのモデル計算

1978年, MIT のジョスは水素殻を無視してヘリウム殻のみを考え, モデル計算を行なった. 水素燃焼殻という外からの熱源がないので, 薄いヘリウム殻の構造は中性子星の温度 T_0 と ΔM によって決ってしまう. ΔM が大きくなり, 殻の底が中性子星からの熱伝導で十分に温められているようになると, ヘリウム核反応が始まり, ヘリウム殻フラッシュを起こす. こうして核反応時間は十分に短くなり, ヘリウム燃焼殻の底から対流が起こり

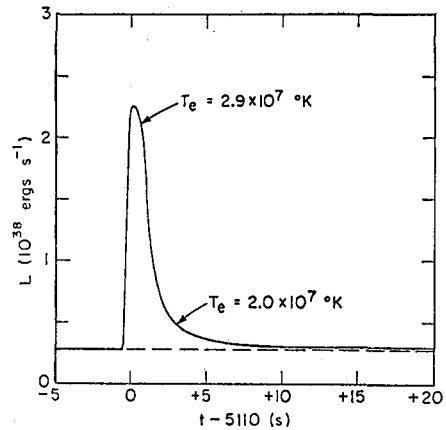


図5 モデル計算 (Joss 1978, Ap. J., 225, L123) によるバーストの形.

出し, 表面近くにまで達する. 外から見たフラッシュの見え方は, 対流殻表面での熱伝導の時間尺度 (1秒以下) で決っている. フラッシュのピークに達するまでに, ほとんどのヘリウムが核反応を起こしてしまい, 後は徐々に冷えていく. こうして, 図5に示されているようにバーストの形を再現してみせた.

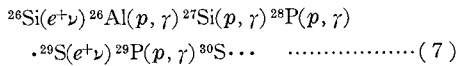
このヘリウム殻フラッシュモデルで説明できる性質はバーストの形ばかりでなく, フラッシュ後半に温度降下があること, 総エネルギーが 10^{39} erg 程度であること, α 値は重力エネルギー (U: 核子当たり約 200 MeV) と核反応により解放されるエネルギー (E_{He} : 1 MeV) の比を表わし, 値が $U/E_{He} \approx 200$ であること, T_0 を極端に高くする ($\sim 6 \times 10^8 \text{K}$) と 3α 反応の反応率が飽和しだし, かつ α 粒子捕獲反応はまだ始まらないため, 安定燃焼となりフラッシュが起きなくなること等である. これだけ見事に Type I バーストの特徴を説明できるモデルは他になく, 以後「Type I バーストは中性子星表面での核爆発」という考えは定着している.

しかしジョスのモデルにも次のようないくつかの難点があった. T_0 が $(2\sim 6) \times 10^8 \text{K}$ と非常に高温であり, 中性子星の一般的な温度 ($T_0 \leq 1 \times 10^8 \text{K}$) を仮定すると, バースト間隔が長くなりすぎてしまう. E_{He} は 1 MeV と小さく, U は少なくとも 100 MeV あるため, モデルとしての α 値の下限は約 100 である. 観測されているバースターには α 値が 100 以下のものも数多く, ヘリウム燃焼ではエネルギー効率が悪すぎる. フラッシュの形はバースターごとに個々のものとなり, XB 1608-522 のようにひとつのバースターで FF モードから SS モードまで形を変える説明がつかない.

1979年に米国のタームとビックラムは低温な中性子星の表面で水素とヘリウムの混合殻フラッシュが起きていると考え, Case 3 の水素殻フラッシュから水素・

ヘリウム混合殻フラッシュまでをモデル計算して、ジョースと同様にバーストの形を再現してみせた。彼らは質量が $0.476 M_{\odot}$ 、 T_0 を 10^8K として、 \dot{M} を変化させた二例の計算を行なった。その結果、 $\dot{M}=2 \times 10^{-9} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ の場合にはバーストの立ち上がりが8秒、 $\dot{M}=10^{-10} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ と小さい場合には立ち上がりが2秒となることを示した。つまり、フラッシュの見え方は、外層の構造が同じならば燃焼の種類とは無関係であり、核反応時間の変化によって色々な形のものが可能であることを示した。彼らのモデルは先に述べたヘリウム殻フラッシュのいくつかの難点を解消したが、得られた \dot{M} と立ち上がり時間の関係は、表1に上げられた XB 1608-522 の観測とは逆のものだった。

また、彼らの計算には取り入れられていないが、(6)の反応によりヘリウムがすべて燃えつきると、 ^{26}Si や ^{30}S 等の元素がつかられており、これらの元素は



とベータ崩壊と (p, γ) 反応を繰返していく。ベータ崩壊の寿命はいずれも 0.2~2 秒程度であり、ピーク時のヘリウム燃焼とは桁違いに遅い。このため、(7)の反応により出て来るエネルギーは殻フラッシュの後半になって顕著となる。しかも、水素の核反応による解放エネルギー (E_H) は 7 MeV あり、種原子核が最終的に ^{56}Ni までいくとすると原子量はほぼ二倍に増えるわけで、ヘリウムがなくなるまでに出された全エネルギーの $E_H/E_{He}=7$ 倍のエネルギーが新たに放出される。このため立ち上がり時間がヘリウム殻フラッシュ同様に短い場合でも持続時間は長くなる。

5. 殻フラッシュと質量降着率

中性子星の内部構造はほぼ中性子の縮退により決っていて、全体の質量 M が多少変化しても、あまり変らない。殻フラッシュの起こる様な ΔM では $\Delta M/M \leq 10^{-8}$ であり、数千回殻フラッシュを繰返し降り積っても M の変化は微量である。そこで外層を物質の出入りがあるブラックボックスと考えても良い。このブラックボックスに核燃料が流れ込み、エネルギーを出して灰となり流

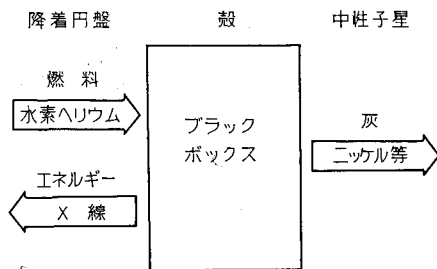


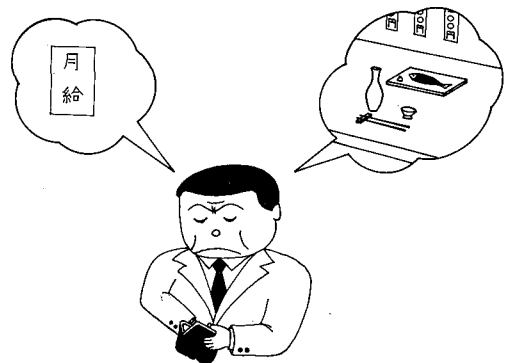
図6 殻での流れ。

れ出て行くのである。このような流れのある開放系で起こる現象では、安定定常状態が存在する場合と、リミットサイクルと呼ばれる周期的な変化が定常的に繰返される場合とがある。殻フラッシュのような不安定核燃焼では、殻フラッシュを何回か繰返してリミットサイクルになるわけで、たとえば白色矮星表面での殻フラッシュではフラッシュの強さが一定となるまで、数十回も殻フラッシュを追いかけた計算がある。特にバーストのモードと定常X線強度との間に相関があるのかどうかなどという「流れ」の量が変化する場合では、フラッシュ一回きりのモデル計算とは別の立場から議論する必要がある。

はくちょう衛星によってバーストのモードという概念がようやく確立した 1979 年末、新潟大の藤本と東大の花輪・宮路は中性子星表面での核反応の安定性と殻フラッシュによる燃焼殻の温度上昇の様子を調べ、殻フラッシュが何度も繰返えされてリミットサイクルを描いていると考え、殻フラッシュの見え方に関する一般論を展開した。実は、図3、4は彼らの結果によるもので、それまでは勝手なパラメーターを選んで殻フラッシュをひとつモデル計算しただけなのである。

Case 2 の必要条件である A, B 両点による制限は、 \dot{M} の制限に読み換えることができる。つまり水素が燃えてヘリウムに変わり、水素殻の ΔM が小さくなっていくより速く水素が降り積り ΔM が増していくと、やがて A 点を越え、Case 1 の混合殻フラッシュを起こしてしまう。逆に遅ければ、 ΔM は減っていき、B 点を越えると水素燃焼は消えてしまう。安定に燃え続けられるのは、 $\dot{M} \sim (1 \sim 5) \times 10^{-10} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ の範囲だけなのである。こうして、Case 1, 2, 3 と \dot{M} を対応づけることができ、この順番で対応する \dot{M} は小さくなっていく。

Case 2 によるヘリウム殻フラッシュは、熱源が外側にありヘリウム殻が等温構造を持っているという点は異なるが、フラッシュの進行はジョースのモデルと同様である。しかし、水素殻が外側についているので、見え方は多少異なる。水素殻中では単位質量当りの自由電子数が



“金は天下の廻りもの 懐具合もリミットサイクル!?”

ヘリウム殻中の約2倍あり、光の吸収係数は電子数に比例している、ヘリウム殻から抜け出た光のうちの一部は水素殻で吸収され、水素殻を押し上げることに費される。ピークを過ぎてふくらんだ水素殻が収縮を始めると、蓄えられたエネルギーが解放される。このため、フラッシュのピーク付近では表面積の変化や放射エネルギーの飽和現象がみられるはずだが、その時間尺度はピークまでの立ち上がり時間同様1秒程度である。また対流により水素が燃焼殻内に取り込まれると、ヘリウム殻フラッシュより遅れて(7)の反応による殻フラッシュが始まる。この現象と二山ピークのバーストと関係があるという説もあるが、外から見たときに二つの殻フラッシュが分離して見えるかどうか疑問である。残念ながら、水素殻まで取り入れたヘリウム殻フラッシュのモデル計算はまだ行なわれていない。

タームとビクラムのモデル計算は、Case 3の殻フラッシュを計算したものだが、彼らの用いた \dot{M} は、点火時期($\epsilon_H = \epsilon_r$ となる時)に水素が燃えて消費され ΔM が減る割合よりも大きく、水素殻フラッシュが始まった後も ΔM が増していく。その後 ΔM がどれだけ増えるかは、いつ増減の割合が逆転するかで決っており、 \dot{M} が大きくなるほど ΔM も増える。しかし、リミットサイクルとなっている場合には、 \dot{M} が異なるのに同じ温度構造を持つという仮定自体が成り立たない。つまり、 \dot{M} が大きくなると、燃焼殻の温度が上がり、点火時期も早くなる。彼らの用いた T_0 と \dot{M} では、 \dot{M} が大きすぎて内側に熱が蓄えられ、殻フラッシュを数回繰返すとCase 1やCase 2に移ってしまうと思われる。常にCase 3の殻フラッシュを繰返す場合は \dot{M} が小さく、点火後の ΔM の変化は無視できる。

また、 \dot{M} の値が変動している場合には、中性子星の温度変化の時間尺度は100年程度でフラッシュの間隔より十分に長く、 T_0 を決めているのは長期間で平均された \dot{M} ($\langle \dot{M} \rangle$)である。Case 1, 2の場合には燃焼殻の温度を決めているのが水素の定常燃焼であり、 T_0 にはよらないので、殻フラッシュの性質を決めているのは $\langle \dot{M} \rangle$ ではなく、 \dot{M} である。しかし、Case 3のときは T_0 で決っており、 \dot{M} が $\langle \dot{M} \rangle$ より大きければ、ターム達の結果の殻フラッシュを起こした後、Case 2に移る。一方、 \dot{M} が $\langle \dot{M} \rangle$ より小さい場合には、フラッシュが起きるまでにどれだけの間くすぶり続けていたか、つまりフラッシュが始まる時に水素がどれだけヘリウムに変わっていたかが問題となる。この量の大小によって殻フラッシュの立ち上がり時間が異なることは図4に示したとおりである。

Case 1の場合には、 \dot{M} が非常に大きい($\dot{M} \geq 10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$)のために、外層は光学的に不透明になっており、

光球面は大きく広がっている。このような光球の内側で殻フラッシュが起き対流層が発生しても表面付近にまでは達さないで、バーストとしては見えないだろう。これが明るいX線源ではバーストが見えない理由と考えられている。

6. 観測との対比とまとめ

バースターからの定常X線強度は、X線バルジ源と比べると多少弱く、変動しており \dot{M} が一定とは考えにくい。そのため同じバースターからも色々な形のバーストが観測されていると思われる。たとえば、再起型X線新星について、ゆっくりとした \dot{M} の変化を考慮したモデルを作れば、表2のようなものになり、観測結果である表1の性質をうまく説明することができる。ただし、 $\langle \dot{M} \rangle$ は小さく(図2参照)、普通はCase 3の混合殻フラッシュが起きていると仮定した。

もし \dot{M} の変動が大きく、一回の殻フラッシュごとに \dot{M} の値が変わる場合には、色々な形のバーストが混在することになる。しかしながら、二山ピークバーストや不定形のバースト等はいまだに説明がついていない。また、バーストのピーク強度と総エネルギーとの相関関係や、バースト間隔の極端に短い場合等は、中性子星表面全面での殻フラッシュを考えていたのでは説明がつかず、部分的な殻フラッシュ等を質量降着の具体的なモデルとともに議論する必要がある。

バーストの観測はバースト間隔が短かく、ひとつのバースターから数多い観測が得られるので、波長別の同時観測やX線の高分解スペクトル観測により、物理量の決定も容易となるであろう。そうすれば、新星現象の中性子星版として考えられて来たバーストの知識により、新星現象に対する理解を深めることができるかもしれない。

最後に観測の図を提供していただいた“はくちょうチーム”の方々、特に松岡・村上の両氏に感謝いたします。

お知らせ

東京大学理学部天文学教室助手公募

下記により公募いたします。希望者の応募、適任者の推薦をお願いいたします。

1. 公募人員 助手1名
2. 専門分野 天文学
3. 就任時期 できるだけ早い時期
4. 提出書類 履歴書、研究論文リスト、推薦書(他薦の場合)
5. 締切期日 昭和56年3月15日
6. 宛先 (〒113) 東京都文京区弥生 2-11-16

東京大学理学部天文学主任 海野和二郎