

軟 X 線トランジェント MAXI J0158-744

和田 健太郎 (東京大学大学院 理学系研究科 天文学専攻 M2)

Abstract

2011 年に MAXI によって発見された軟 X 線トランジェント MAXI J0158-744 は、非常に重い白色矮星 - Be 型星連星での新星と考えられているが、可視光が観測されておらず、継続時間が短く (~ 1300 s), 非常に明るい ($\sim 2.0 \times 10^{40} \text{ergs}^{-1}$) といった特異な性質を有しており、特に、白色矮星の質量に対して、エディントン光度の 100 倍を超えるような光度について、未だ理論的な説明がなされていない。この研究では、特にこの光度を説明するために、新星風の理論 (Kato and Hachisu, 1994) を用いて、観測されたような光球のパラメータの範囲で、光度を再現出来るような解が存在するかを調査した。その結果、チャンドラセカール限界程度 $1.4M_{\odot}$ や、これを超える $2.0M_{\odot}$ といった質量を持つ白色矮星においても、観測されたような光度の再現は困難であることがわかった。光度を上げるには、白色矮星の質量を重くするか、遷音速点での密度を下げる必要がある。白色矮星が高速に自転していたり、強い磁場を持っている場合には、チャンドラセカール限界を超えても安定に存在できる可能性は示唆されており、どの程度までが現実的なのかを検討している。また、加速が起きている遷音速点が光球の外側の光学的に薄い領域に存在することで、輻射のエネルギーが失われず、高い光度が保たれる可能性も考えられる。しかし、光学的に薄い領域を記述するためには、新星風の理論を拡張する必要があり、現在の課題としてこれを行っている。

1 Introduction

MAXI J0158-744 は小マゼラン雲 (SMC, 距離 60 kpc) で 2011 年に発見された軟 X 線 (0.7 - 7 keV) トランジェントで、最大光度は $\sim 2.0 \times 10^{40} \text{ergs}^{-1}$, 継続時間は ~ 1300 s, 黒体輻射としてフィッティングした光球の最大半径は 4800km, スペクトルでは、He like Ne の輝線が見られた。Swift による追観測によって、伴星候補として Be 型星が発見されている。(Morii et al. 2013)

通常の新星では、連星をなす主系列星から白色矮星表面に降着したガスが一定の量に到達することで核反応に点火し、これが爆発的に広がることで、質量放出を伴い、拡大した光球が生じる。最初、可視光で輝いた後、光球の収縮に伴って、内側の高温の領域があらわれ、やがて軟 X 線で輝くようになる。

新星として考えると、白色矮星が非常に重い場合、少量のガスで核反応に点火できるため継続時間が短くなり、また、可視光から軟 X 線期に移行するまでの時間も短くなることから、今回の現象を説明できる可能性がある。ただし、通常の新星では軟 X 線期に移行するまでに数十日から数百日を要することから、今回の現象のタイムスケールが特異であることに注意する必要がある。白色矮星の質量はチャンドラセカ-

ール限界と同等か、これを超えている可能性も考えられる。黒体輻射としてフィッティングした、観測されている光球の最小半径は ~ 1300 km 程度であり、白色矮星の質量と半径の関係からも、質量は $\sim 1.4M_{\odot}$ 程度を超えている可能性が示唆される。今回の現象が新星であるなら、この点においても他に例のないものである。

さらに、今回観測された光度 $2 \times 10^{40} \text{ergs}^{-1}$ は、通常の新星の 100 倍程度も明るい。こうした光度を、新星風の理論の枠組みの中で説明可能なのかを検証し、そうでない場合、これを説明する新しいモデルを見つけることがこの研究の主要な目的である。

2 Methods

新星風の理論 (Kato and Hachisu, 1994) では、球対称な定常状態、拡散近似、LTE 近似を仮定し、以下のような方程式系を解くことで、新星風が起きている状態の、白色矮星の表面から光球表面までの光学的に厚い領域を記述することができる。質量放出率が固有値として求められ、時間にそって変化する外層質量に応じたモデルをならべることによって、光度曲線を描くことができ、新星の光度曲線の理論的説明において、めざ

ましい成果をあげた。

$$4\pi r^2 \rho v = \dot{M} = \text{const} \quad (1)$$

$$v \frac{dv}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} + \frac{GM}{r^2} = 0 \quad (2)$$

$$L_r + \dot{M} \left(\frac{v^2}{2} + w - \frac{GM}{r} \right) + L_n = \text{const} \quad (3)$$

$$\frac{dT}{dr} = - \frac{3\kappa\rho L_r}{16\pi acT^3 r^2} \quad (4)$$

$$\text{where } w = \frac{5kT}{2\mu m_a} + \frac{4aT^4}{3\rho} \quad (5)$$

方程式は上から順に、質量保存、運動量保存、エネルギー保存、拡散近似から導かれる温度勾配を表している。

ここでは、平均分子量を求めるための電離度は、Sahaの式を想定している元素について連立させて求めており、また、不透明度については OPAL のテーブルを補間することであたえた。白色矮星の半径については、白色矮星のモデルから計算される近似式を用いた。チャンドラセカール限界を超えるような場合は、 $\sim 10^2 \text{ km}$ 程度の幾つかの場合を想定した。核反応は、pp チェイン、CNO サイクル、トリプル α によるエネルギー生成率を入れている。

方程式系は硬くなることがあり、陰的解法での積分が必要とされている。ここでは、3 段 6 次の陰的ルンゲクッタ法を使った。

今回の現象では、白色矮星の質量はわかっておらず、観測からは光球の光度や半径、現象の継続時間のみが得られている。これらの情報から、白色矮星の質量などをパラメータとして、光度を再現出来るような解が存在するかを調査した。

3 Results

以下に $1.4M_{\odot}$ の白色矮星の場合の解の例 (図 1) と、 $2.0M_{\odot}$ の白色矮星の場合の解の例 (図 2) を示す。光球半径が通常の新星よりもかなり小さい $\sim 10^3 \text{ km}$ ため、プロファイルの形状はやや異なって見える。いずれの場合も求められている光度を得ることはできなかった。

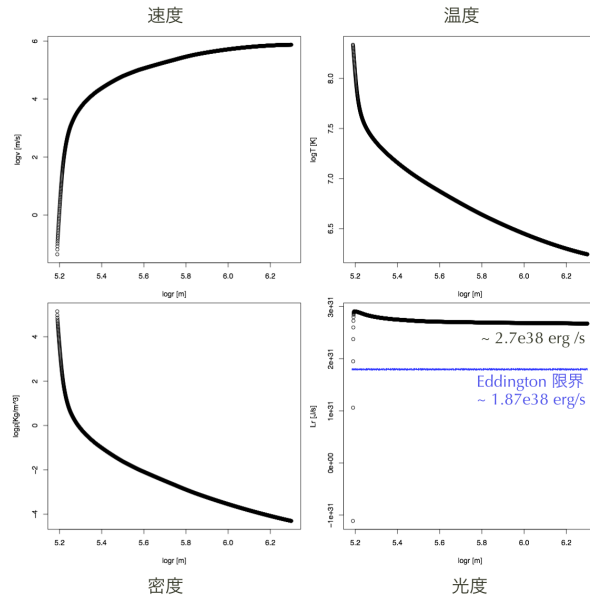


図 1: $1.437M_{\odot}$ の白色矮星の場合の解の例

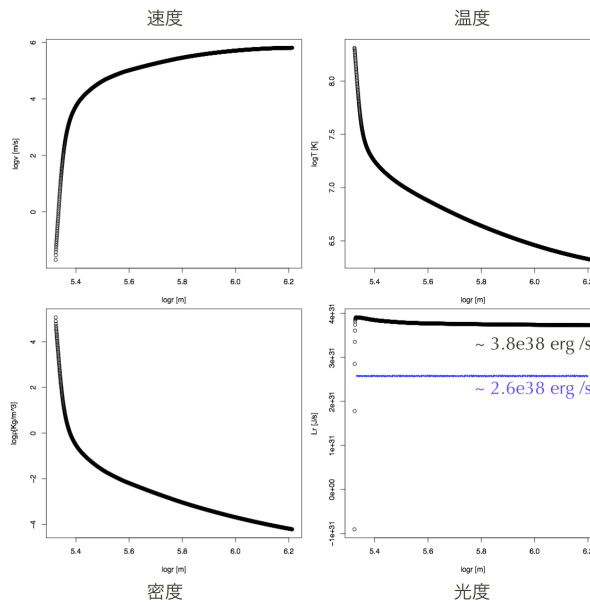


図 2: $2.0M_{\odot}$ の白色矮星の場合の解の例

4 Discussion

ここで、解を求めることなしに、遷音速点での光度の計算式から、広い範囲でパラメータサーベイを行い、遷音速点での光度の上限を見積もった結果が (表 1) のようになった。これは、あくまでも上限の見積もり

であって、そのパラメータの位置に解が存在していることを示しているわけではない。

表 1: 遷音速点での光度の上限の見積もり

質量 (M_{\odot})	半径 (km)	上限光度 (10^{40}ergs^{-1})
1.43727	100.6	0.0448
1.43740	50.06	0.0449
2.0	-	0.0624
4.0	-	0.125
20.0	-	0.625
40.0	-	1.25

このように、ただ白色矮星を重くしていくだけでは、非現実的な質量が必要になってしまう。これらの上限値はパラメータサーベイの中で、密度がより低い位置にあり、遷音速点がより光学的に薄い、光球に近い位置にあるような状態に存在している。これは物理的には、光学的に薄い領域で加速が起きることで、輻射のエネルギーが新星風の加速に使われすぎることなく、高い光度が保たれているような状態ではないかと考えられる。しかし、遷音速点が光球の外側の光学的に薄い領域に存在するような場合には、拡散近似を用いている新星風の理論は適用できなくなってしまう。そこでこうした場合にも適用できるように、近似をゆるめて、モデルに変更を加えることにした。光学的に薄い領域での輻射の影響を、計算を複雑にさせ過ぎず、ある程度適切に扱うためには、流速制限拡散近似 (FLD) や M1 クロージャなどが用いられることが多い。ここでは、1 次元ながら、M1 クロージャを用いることにした。以下に方程式を簡単に示す。
質量保存, 運動量保存, エネルギー保存

$$4\pi r^2 \rho v = \dot{M} = \text{const} \quad (6)$$

$$v \frac{dv}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} + \frac{GM}{r^2} = 0 \quad (7)$$

$$\frac{dL}{dr} + \dot{M} \left(v \frac{dv}{dr} + \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{\rho} (U + P) \right) + \frac{GM}{r^2} \right) \quad (8)$$

$$+ \frac{d\epsilon}{dr} = 0 \quad (9)$$

内部エネルギーと圧力

$$U = E_i + E_r = \frac{3}{2} \frac{kT}{\mu u} \rho + aT^4 \quad (10)$$

$$P = P_g + P_r = \frac{kT}{\mu u} \rho + DE_r \quad (11)$$

M1 クロージャ

$$P_r = DE_r \quad (12)$$

$$D = \frac{1 - \chi}{2} + \frac{3\chi - 1}{2} = \chi \quad (13)$$

$$\chi = \frac{3 + 4f^2}{5 + 2\sqrt{4 - 3f^2}} \quad (14)$$

$$f = \frac{F}{cE_r} = \frac{1}{4\pi a c} \frac{L}{r^2 T^4} \quad (15)$$

$$\frac{dP_r}{dr} = -\frac{\kappa \rho F}{c} = -\frac{\kappa}{4\pi c} \frac{\rho L}{r^2} \quad (16)$$

平均分子量, 不透明度, 白色矮星の半径, 核反応については、前述の場合と同様の計算を用いている。

これらを解くことで、白色矮星の表面から、光球を超えて、光学的に薄い十分遠方な領域までを記述することを目指している。

5 Conclusion

MAXI J0158-744 で観測されたような光度を説明するためには、単に白色矮星を重くするだけでは上手く行かず、遷音速点が光球の外側にあり、光学的に薄い領域で加速が起きているような状態を考える必要がある。こうした状態を記述するためには、光学的に薄い領域も扱えるように、近似をゆるめて、モデルに変更を加える必要がある。現在、新しいモデルでの計算を試みており、観測されたような光度を再現できる解が存在するかを検証している。

Reference

- Kato and Hachisu. 1994. ApJ
Morii et al. 2013. ApJ