

速度プロファイルによる強磁場激変星の 白色矮星質量測定と重力赤方偏移の検出



林 多佳由^{1,2,3}

〈¹Department of Physics, University of Maryland, Baltimore County, 1000 Hilltop Circle, Baltimore, MD 21250, USA〉

〈²Center for Research and Exploration in Space Science and Technology (CRESST II), Greenbelt, MD 20771, USA〉

〈³NASA's Goddard Space Flight Center, X-ray Astrophysics Division, Greenbelt, MD 20771, USA〉

e-mail: ¹ thayashi@umbc.edu

強磁場激変星内の磁場に沿ったプラズマ流（降着柱）には、衝撃波直下の高温（ >10 keV）、高速（ $\geq 10^3$ km s⁻¹）の領域と、白色矮星表面近くの冷却（ <10 keV）、減速（ $<10^3$ km s⁻¹）された領域が存在する。本研究ではこのような温度と速度の関係を観測し、これを降着柱流体モデルと比較することで白色矮星質量を測定する新しい手法を提案、実施した。この中で強磁場激変星 RX J1712.6-2414をChandra衛星のgratingで観測したところ、有意な赤方偏移 $\Delta E/E \sim 7\text{--}15 \times 10^{-4}$ （ $210\text{--}450$ km s⁻¹）を捉えた。この偏移量は降着柱流体モデルで予想される量よりも大きく、激変星全体の視線速度や $K\alpha_{1,2}$ 線の光学的厚さの違いによる $K\alpha$ 線のエネルギー重心移動でも説明できなかった。結果、観測された偏移量を説明するには $\Delta E/E \sim > 2 \times 10^{-4}$ の重力赤方偏移が必要であると結論された。これは強磁場激変星では初めての重力赤方偏移の検出になる。観測された赤方偏移と、重力赤方偏移と降着柱流体モデルの和の比較から、白色矮星の質量は $0.9 M_{\odot}$ 以上と見積もられた。

激変星からの重力赤方偏移

激変星は白色矮星と晩期型星からなる近接連星系であり、ロッシュローブオーバーフローにより晩期型星から白色矮星へ質量降着を起こす。主星である白色矮星は電子の縮退圧で重力を支えている天体で、電子縮退の状態方程式から理論的に質量と半径の関係が得られており [1-3]、この理論的關係は蝕を起こす分離型連星などの観測からも支持されている [4]。標準的な質量と半径の関係から計算される1太陽質量 (M_{\odot}) の白色矮星の半径は地球半径程度であり、表面からの放射は速度換算で 80 km s⁻¹、エネルギー比では $\Delta E/E \sim 2.7 \times 10^{-4}$ ほどの重力赤方偏移が起これると予想さ

れる。この程度のエネルギー偏移を検出することはさほど困難ではないように思われるが、実際は白色矮星からの重力赤方偏移を検出することは容易ではない。これは、重力赤方偏移を、ドップラー偏移など、他の要因に起因するエネルギー偏移から分離することが難しいためである。そのため、重力赤方偏移が測られているのは、両天体からのエネルギー偏移量がよく測れている連星系や視線速度がよく測られている星団に属する白色矮星に限られる。特に激変星では降着円盤などからの放射が強いため、相対的に暗い、白色矮星表面からの可視光や紫外放射を捉えることがそもそも難しい。このような事情から激変星内の白色矮星の重力赤方偏移が捉えられた例はU Gemなど数

例に限られるようだ [5-8].

重力赤方偏移が捉えられた激変星の中に白色矮星の磁場が強い、強磁場激変星は含まれていない。磁場が非常に強い白色矮星では、ランダウ量子化に伴い状態方程式が変化し、限界質量も変化する可能性が示されている [9]。また、激変星内の白色矮星は角運動量流入や質量獲得による収縮のため自転が加速されるが、高速自転している白色矮星の限界質量も変化するとの報告がある [10]。強磁場激変星では降着が磁極付近に集中するため、白色矮星の自転周期の測定が容易な場合が多い。これらの理由から、強磁場激変星内の白色矮星の重力ポテンシャルや質量を測ることは大きな意義があるように思われる。

X線観測による強磁場激変星の白色矮星質量測定

強磁場激変星の白色矮星質量測定には、主に可視光や赤外線観測による連星運動を用いた手法と、X線によるプラズマ温度測定による手法がある。連星運動の手法では、軌道傾斜角の不定性や、伴星にロッシュローブを満したゼロ歳主系列星を仮定することなどが系統誤差要因となる。一方、筆者が取り組んできたX線による手法 [11-14] はこれらの系統誤差要因とは基本的に無関係であり、蝕を起こさず、軌道傾斜角が不確かな強磁場激変星でも高精度な白色矮星の質量測定が期待される。

一方で、当然ながらX線による手法にも系統誤差要因がある。X線による手法の基本的なアイデアは、衝撃波を介してプラズマ化した降着物質の温度を測ることで白色矮星の重力ポテンシャル (M_{WD}/R_{WD}) を推定することである。この観測量と理論的な半径と質量の関係を組み合わせることで、白色矮星の質量を測定することが可能になる。しかし、実際の強磁場激変星のプラズマは多温度のプラズマ流として存在し、その構造はさまざまなパラメータによって変化する。これに従いプラ

ズマから放射されるX線スペクトルも変化する。このような多温度プラズマを忠実にモデル化することが、X線による白色矮星質量測定の鍵になる。

強磁場激変星のプラズマ流（降着柱）モデル

強磁場激変星でロッシュローブオーバーフローによって伴星から白色矮星へ流れて来る降着物質は、降着円盤を経由 (intermediate polar [15], 白色矮星表面磁場 $B_{WD}=10^{5-7}$ G), また經由せず (polar [16], $B_{WD}=10^{7-8}$ G) に白色矮星の強力な磁場に捕まる (ただし、種別は polar では自転周期と軌道周期が一致, intermediate polar では一致していないことによる)。その後、降着物質は磁力線に沿って自由落下、速度は光速の1%程度に達し、白色矮星近傍で強い衝撃波を形成してプラズマ化する。衝撃波通過後のプラズマ温度は、白色矮星の重力ポテンシャルを反映し、数十 keV (数億 K) にも達する。衝撃波通過後は制動放射、輝線放射、サイクロトロン放射 (主に polar で重要 [12]) によって放射冷却しつつ、白色矮星へ着陸する。このようなプラズマ流を降着柱と呼ぶ (図1)。

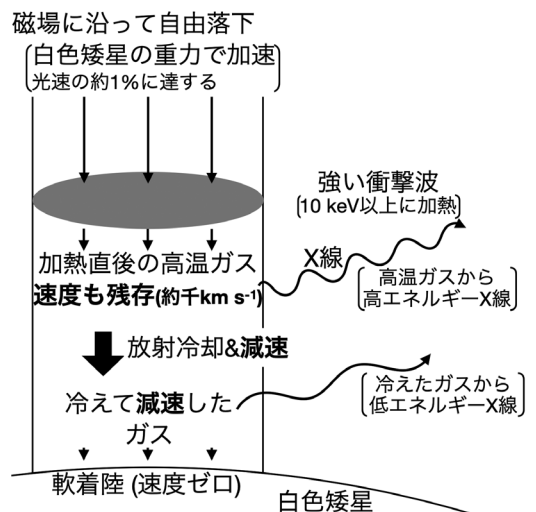


図1 降着柱の模式図。

以上の降着柱の物理モデルは、以下の定常流体の方程式によって数式化される [12, 17].

- 連続の式

$$\frac{d}{dz}(\rho v) = 0$$

- 運動量方程式

$$\rho v \frac{dv}{dz} + \frac{dP}{dz} = \rho F$$

- エネルギー式

$$\frac{d}{dz} \left[v \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{\gamma P}{\gamma - 1} \right] = \rho v F - \varepsilon$$

z は降着柱内の流れに沿った座標で、白色矮星から離れる方向に正を取ることが多い (ρ : 密度, v : 速度, P : 圧力, γ : 比熱比, ε : 冷却関数). 連続の式の積分形

$$\rho v = a$$

の積分定数 a は単位面積当たりの降着率で、降着柱の重要なパラメータの一つである. F は外力で、ここでは白色矮星の重力になる. これらを理想気体の状態方程式 ($P = \rho k T / \mu m_H$, k : ボルツマン定数, μ : プラズマの平均分子量, m_H : 水素原子質量) を援用しつつ、強い衝撃波を仮定した初期条件 (ランキン・ユゴニオ関係式のマッハ数が大きい極限)

$$v_0 = 0.25 \sqrt{\frac{2GM_{WD}}{R_{WD} + h}}$$

$$\rho_0 = \frac{a}{v_0}$$

$$P_0 = 3a v_0$$

$$T_0 = 3 \frac{\mu m_H^2}{v_0}$$

(h は衝撃波の高さ) と、プラズマ流が白色矮星

表面に軟着陸する接続条件

$$v_{WD} = 0 \quad (\because T_{WD} = 0)$$

のもとで解くことで、降着柱の構造が得られる (下付きの WD は白色矮星表面での値であることを示す). 近年の研究では ε に、制動放射、輝線放射、サイクロン放射の効果を取り込み、数値的に方程式を解くことが主流になっている [12, 13, 18–20]. このとき、冷却関数には重元素量 (Z) も影響する.

図2はこれによって得られた温度と速度分布の例である. 温度分布に沿って、主に密度で決まる X 線強度の変化も考慮しつつ単温度 X 線スペクトルを足し上げれば、降着柱のモデル X 線スペクトルの完成になる. このようなモデルスペクトルを、 M_{WD} , a , Z を変化させながら、観測された強

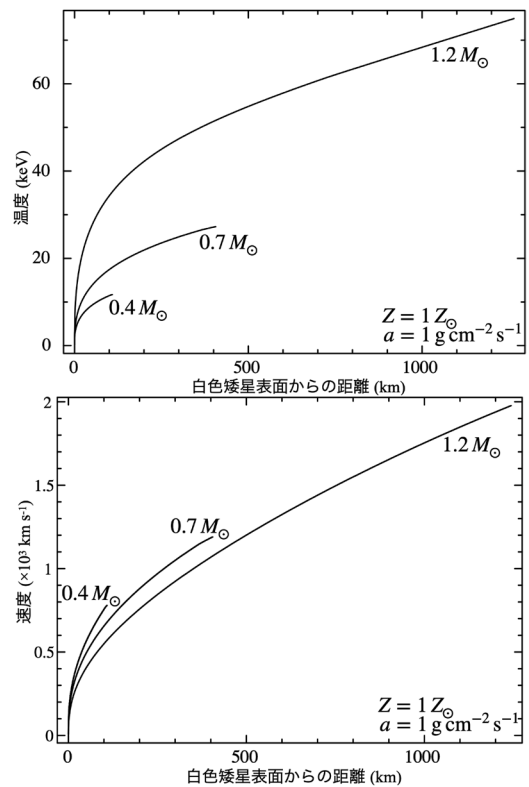


図2 流体モデルから数値計算された、降着柱内の温度 (上) と速度 (下) 分布. $M_{WD} = 0.4, 0.7, 1.2 M_{\odot}$, $Z = 1 Z_{\odot}$, $a = 1 \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ を仮定.

磁場激変星のスペクトルにフィットすることでこれらのパラメータを測定できる。この時、これまでの研究では輝線の強度比や制動放射成分の形を手掛かりとしており、輝線の細かいエネルギー偏移にはあまり注意が払われてこなかった。

以上のようなX線の手法により、20ほどの強磁場激変星の白色矮星質量が測定されている。一方で、比較可能な他の手法による測定が限られていることもあり、測定結果の検証は十分とはいえない。主な系統誤差要因としてはまず、降着柱の流体モデルの妥当性が挙げられる。特に、強い衝撃波や軟着陸の初期、接続条件は観測的に確かめられていない。測定の観点からは、衝撃波通過前の降着流による複雑な吸収 [21] や、白色矮星で反射されたX線 [22, 23] が系統誤差要因に挙げられる。これらはそれぞれ、低エネルギー (≤ 5 keV) と高エネルギー (≥ 10 keV) で顕著にX線スペクトルを変形させる。さらに、これらの効果は白色矮星の自転に伴い時々刻々と変化し、降着柱スペクトルの測定を難しくする。

そこで我々は、これまで問題になってきた観測的な系統誤差要因を避けつつ、降着柱流体モデルも検証できる、新しい白色矮星質量測定法としてプラズマ流速を用いた手法を考案した。降着柱が十分低い ($h \ll R_{WD}$) と仮定 (多くの場合成り立つ) すると、 $v_{WD} = 0$ とベルヌーイの定理から、

$$P_0 + \frac{1}{2} \rho_0 v_0^2 = P_{WD} = constant$$

となる。 $\rho v = a$ と初期条件の一つ、 $P_0 = 3a v_0$ から

$$P_0 = 3\rho_0 v_0^2$$

となり、降着柱の圧力は $P_0 = 3\rho_0 v_0^2$ から $P_{WD} = 7/2 \rho_0 v_0^2$ と、 $7/6$ しか変化しないことがわかる。そこで、近似的に降着柱の圧力は一定であるとみなすと [24], $\rho v = a$ と理想気体の状態方程式から、

$$\frac{v}{v_0} = \frac{\rho_0}{\rho} = \frac{P}{P_0}$$

となり、初期条件、 $v_0 = 0.25 \sqrt{2GM_{WD}/R_{WD}}$ と $T_0 = 3(\mu m_H/k) v_0^2$ を用いれば、

$$v = \frac{v_0}{T_0} T = \left(\frac{3\mu m_H}{4k} \sqrt{\frac{2GM_{WD}}{R_{WD}}} \right)^{-1} T$$

と、 v は T に比例する。以上の等圧近似による解析的な計算 (破線) と、等圧近似をせずに数値的に計算 (実線) した温度と速度と関係を図3に示した。 a には典型的な値 ($a = 1 \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) を仮定している。プラズマ流速は輝線のドップラー偏移から測定できるが、ある輝線はそれに特有の温度範囲から放射されるので、測られる流速もその温度範囲のプラズマのものになる (図3に各元素の H-like $K\alpha$ 線の放射率最大の温度を縦の点線で表示)。したがって、さまざまな輝線を使えば、温度と速度の関係を測ることが可能になり、これを理論計算と比較することで、降着柱モデルの検証、そして白色矮星質量を原理的に測定できる。また、輝線のエネルギー偏移の測定は吸収や反射によってほとんど影響されないため、これまで問

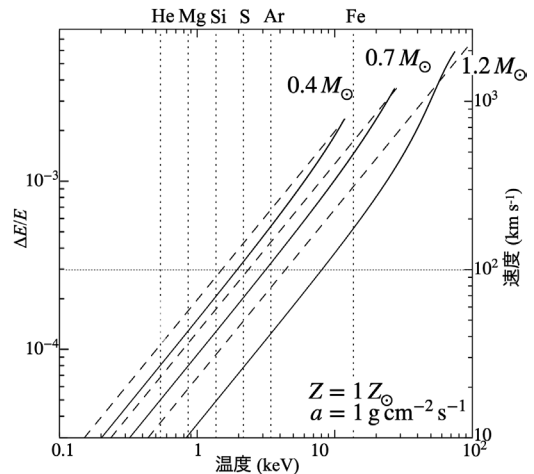


図3 流体モデルから数値的 (実線) と解析的 (破線) に計算された、降着柱内の温度とエネルギー偏移または速度の関係。 $M_{WD} = 0.4, 0.7, 1.2 M_{\odot}$, $Z = 1 Z_{\odot}$, $a = 1 \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ を仮定。縦の点線は各元素の H-like $K\alpha$ 線の放射率が最も高い温度を示す。横の点線は 100 km s^{-1} 。

題になってきた観測的な系統誤差要因から独立な白色矮星質量測定が可能になる. 上記の ν の式や図3からわかる, 温度が一定, つまり同じ輝線で測定した場合, 白色矮星質量が小さいほどプラズマは高速と言う点は, 観測結果の解釈の際に使用するので強調しておきたい.

Chandra 衛星の grating による RX J1712.6-2414 の観測

図3からわかるように, プラズマ流速による白色矮星質量測定には, 1 keV から数 keV で少なくとも 100 km s^{-1} ($\Delta E/E \sim 3 \times 10^{-4}$) 程度の測定精度が必要であり, 観測器由来の系統誤差がこれ以下になるのは Chandra 衛星の High Energy Transmission Grating (HETG) のみであった*1 (現在は XRSIM 衛星もある). そこで我々は HETG による強磁場激変星の観測を考え, 以下の理由からターゲットには RX J1712.6-2414 (以降は RX J1712 と呼ぶ) を選んだ. RX J1712 は偏光観測から自転軸と降着柱の間の角度が小さく, かつ, ほぼ視線方向に向いていることがわかっているため [25], 自転によるプラズマ流の視線速度の変化を無視でき, かつ, 視線速度 \approx 絶対速度とみなせる. また, RX J1712 は降

着円盤を持たない特異な intermediate polar で, 降着円盤でのエネルギー損失などを無視でき, 理論計算との比較をより単純にすると考えられた.

RX J1712 の Chandra HETG による観測は 2020 年 5 月に 180 キロ秒かけて実施された. データ解析はとても単純で, 連続成分を再現するベキ関数と H-like の $K\alpha_{1,2}$ を再現する 2 つ正規分布関数をフィットし, 輝線のエネルギー偏移を測定した (図4). この時, $K\alpha_{1,2}$ のエネルギー比と強度比は既知の元来の値に固定した ($I_{K\alpha 1}/I_{K\alpha 2}=2$). エネルギー中心を測定できるほど強い輝線は, H-like と He-like からの $K\alpha$ 線に限られるが, HETG ではこれらの詳細な構造を分解することはできない. そのため, これらを構成する輝線 (H-like $K\alpha$ 線の場合の $K\alpha_{1,2}$) の強度比が変わってしまうとエネルギー中心の測定に影響する. これを避けるため, 今回の解析ではプラズマの温度や密度で強度比が変わらない, H-like の $K\alpha$ 線のみ注目した. この結果, 表1の通り, H-like Mg と Si の $K\alpha$ 線で $\Delta E/E \sim 7 \times 10^{-4}$ (210 km s^{-1}), H-like S の $K\alpha$ 線で $\Delta E/E \sim 15 \times 10^{-4}$ (450 km s^{-1}) の, 統計誤差 (表1) と観測機器の絶対エネルギー精度 $\Delta E/E \sim 3 \times 10^{-4}$ (100 km s^{-1}) *1 を超える赤方偏移を検出した.

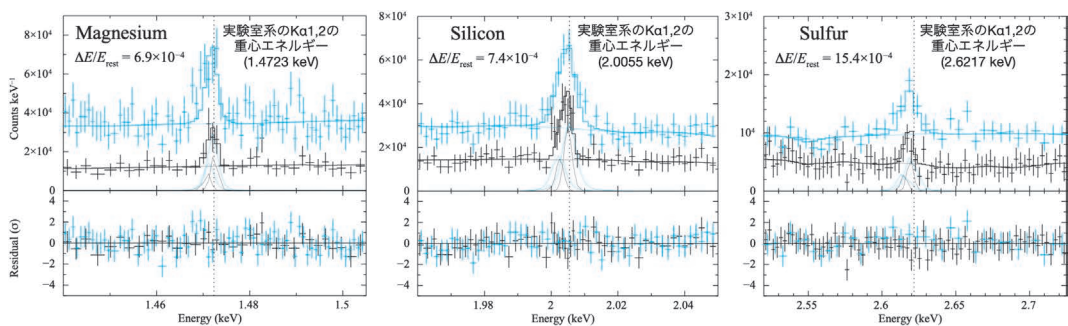


図4 Chandra HETG による RX J1712 の H-like Mg, Si, S の $K\alpha$ 線スペクトルとベストフィットモデル. 下のパネルはデータとモデルの残差. 黒と青はそれぞれ HETG の High Energy Grating と Medium Energy Grating の ± 1 次回折 X 線の和. モデルは連続成分を再現するベキ関数と $K\alpha_{1,2}$ を再現する 2 つ正規分布関数の和. このとき, $K\alpha_{1,2}$ のエネルギー比と強度比は元来の値に固定 ($I_{K\alpha 1}/I_{K\alpha 2}=2$). 縦の点線は実験室系での $K\alpha_{1,2}$ の重心エネルギーを示す.

*1 <https://cxc.harvard.edu/proposer/POG/>

表1 H-like Mg, Si, S K α 線の赤方偏移と対応する視線速度. 誤差は統計誤差.

	H-like Mg	H-like Si	H-like S
$^a \Delta E/E (\times 10^{-4})$	$6.9^{+0.0}_{-0.2}$	$7.4^{+0.0}_{-0.7}$	$15.4^{+5.5}_{-4.6}$
$^a v (\times 10^2 \text{ km s}^{-1})$	$2.1^{+0.0}_{-0.1}$	$2.2^{+0.0}_{-0.2}$	$4.6^{+1.7}_{-1.4}$
$^b \Delta E/E (\times 10^{-4})$	$6.4^{+0.4}_{-0.0}$	$3.4^{+4.0}_{-0.4}$	$16.0^{+0.0}_{-6.1}$
$^b v (\times 10^2 \text{ km s}^{-1})$	$1.9^{+0.1}_{-0.0}$	$1.0^{+1.1}_{-0.1}$	$4.8^{+0.0}_{-1.8}$

$^a I_{K\alpha 1}/I_{K\alpha 2}=2$ に固定.

$^b I_{K\alpha 1}/I_{K\alpha 2}=1$ に固定.

RX J1712.6-2414の赤方偏移の起源

HETGの観測から赤方偏移を検出したことは予想通りであった一方、その偏移量は予想より大きいものであった。降着柱の高さは白色矮星半径の10%程度以下であるのが一般的で、観測できるのは基本的に白色矮星の観測者側にある降着柱のみである。観測可能な降着柱内のプラズマ流は、観測者から遠ざかる向きに運動（白色矮星へ落下）しているため、ここから発せられるX線が赤方偏移することは予想できる。一方で、過去の観測からRX J1712のプラズマ最高温度は23–26 keVと測定されており、衝撃波での加熱を考える（上記の流体モデルの初期条件を参照）と白色矮星質量は最低でも $0.6 M_{\odot}$ になる。上で触れたように、ある温度、つまりある輝線で測られるプラズマ流速は白色矮星質量が小さいほど大きくなる。しかし、観測された赤方偏移量は $0.6 M_{\odot}$ で達しうる、最大のドップラー偏移量でも説明がつかない（図5）。ここでは、 $B_{WD}=30 \text{ MG}$ （グレー実線）としてサイクロトロン冷却の効果も考慮したが、温度と速度の関係は $B_{WD}=0 \text{ MG}$ （黒実線）から変化は見られない。 a も $1 \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 以上では変化を起こさず、逆にこれより小さい場合はさらに低速になる（青実線は $a=0.01 \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ）。

そこで、観測された赤方偏移を説明可能なほかの要因を検討した。まず、RX J1712全体が遠ざかる方向へ運動している可能性を調査した。幸いなことに過去の観測からこの視線速度は 20 km s^{-1}

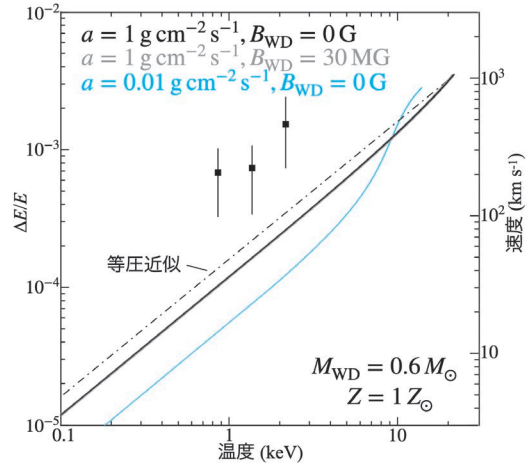


図5 観測された赤方偏移（黒四角）と降着柱流体モデルの比較。 $M_{WD}=0.6 M_{\odot}$, $Z=1 Z_{\odot}$ を仮定. 測定点のエラーバーには統計誤差と系統誤差を含む。黒実線： $a=1 \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $B_{WD}=0 \text{ G}$, グレー実線： $a=1 \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $B_{WD}=30 \text{ MG}$, 青実線： $a=0.01 \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $B_{WD}=0 \text{ G}$ を仮定. 鎖線は等圧近似による解析計算. 図では見にくいですが、黒実線とグレー実線はほぼ完全に重なっている。

以下と測れており [25], 観測された赤方偏移を説明するには不十分であることがわかった。

次に検討したのは光学的厚さの違いによる、 $K\alpha_{1,2}$ の強度比の変化である。観測される $K\alpha_{1,2}$ の強度比は、

$$\frac{I_{K\alpha 1}}{I_{K\alpha 2}} = \frac{I_{0,K\alpha 1}}{I_{0,K\alpha 2}} \frac{p_{K\alpha 1}}{p_{K\alpha 2}} = 2 \frac{p_{K\alpha 1}}{p_{K\alpha 2}}$$

と書ける。 I_0 は元来（放射直後）の強度でその比は $I_{0,K\alpha 1}/I_{0,K\alpha 2}=2$ である。 p は共鳴吸収から逃れ、プラズマから脱出する確率（脱出確率）である。ある輝線エネルギーでの光学的厚さ（ τ ）は対応する遷移の振動子強度 f に比例し、

$$\frac{\tau_{K\alpha 1}}{\tau_{K\alpha 2}} = \frac{f_{K\alpha 1}}{f_{K\alpha 2}} = 2$$

となる。放射体と吸収体が同様に分布しており、今回の様に $\tau_{K\alpha 1}/\tau_{K\alpha 2}=2$ の場合の $p_{K\alpha 1}/p_{K\alpha 2}$ は、過

去の研究から図6のように計算されている [26].

この図からわかるように、光学的に厚い極限でも $p_{K\alpha 1}/p_{K\alpha 2} \geq 0.5$ 程度であり、 $I_{K\alpha 1}/I_{K\alpha 2} \geq 1$ になる。光学的に厚い極限を仮定し、 $I_{K\alpha 1}/I_{K\alpha 2} = 1$ に固定してフィッティングをやり直したが (図7), 得られた $\Delta E/E$ は H-like Mg, Si, S のすべての $K\alpha$ 線で $I_{K\alpha 1}/I_{K\alpha 2} = 2$ を仮定した場合と誤差の範囲で一致し、プラズマ流速で説明できないことに変わりはない (表1)。この時、H-like Si の $K\alpha$ 線の赤方偏移量の中央値が $I_{K\alpha 1}/I_{K\alpha 2} = 2$ を仮定した場合の $\Delta E/E \sim 7 \times 10^{-4}$ から $\Delta E/E \sim 4 \times 10^{-4}$ へと小さくはなったが、図7からわかるように $I_{K\alpha 1}/I_{K\alpha 2} = 1$ の場合には輝線の周りに残差があり、この仮定が

適切でないことを示しているように見える。

最後に検討したのが重力赤方偏移である。図8はRX J1712の視線速度とプラズマ流のドップラー偏移, そして重力赤方偏移を足し合わせた理論的赤方偏移量と観測された赤方偏移の比較である。理論曲線が観測結果によく合っていることがわかる。また同時に、 $\Delta E/E \geq 2 \times 10^{-4}$ (50 km s^{-1}) の重力赤方偏移を必要とし、白色矮星質量は $0.9 M_{\odot}$ 以上であると制限された。この値は過去のX線強磁場激変星スペクトルモデルのフィッティングで得られた値 ($0.62^{+0.05}_{-0.06} M_{\odot}$ [19], $0.72 \pm 0.05 M_{\odot}$ [27], $0.67^{+0.06}_{-0.07} M_{\odot}$ [28]) よりも大きい。これは、RX J1712の白色矮星磁場が $9\text{--}27 \times 10^6 \text{ G}$ と intermediate polar の中では磁場が強いが [29], 過去の測定で使用されたスペクトルモデルにサイクロトロン冷却が考慮されていないこと、さらに降着柱が視線方向を向いているため強いはずの白色矮星からの反射も考慮されていないことが主な原因と考えられる。ただし、今回の結果では赤方偏移が測られた輝線が3つのみで系統誤差もやや大きいため、今後、より多くの輝線から精度の高い測定が望まれる。

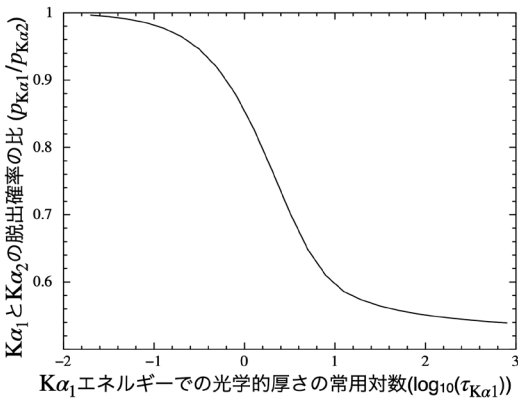


図6 光学的厚さが2倍異なる時の、光学的厚さと放射体からの脱出確率比の関係 [26]。 $K\alpha_{1,2}$ がこれに該当する。放射体と吸収体が同様に分布していることを仮定。横軸は厚い方の光学的厚さの常用対数 ($\log_{10}(\tau_{K\alpha 1})$)。

結論と今後

本研究では、複数の輝線から強磁場激変星の降着柱の温度と速度の関係を測定し、これを降着柱流体モデルと比較することで白色矮星質量を測定する新しい手法を提案、実施した。Chandra衛星HETG

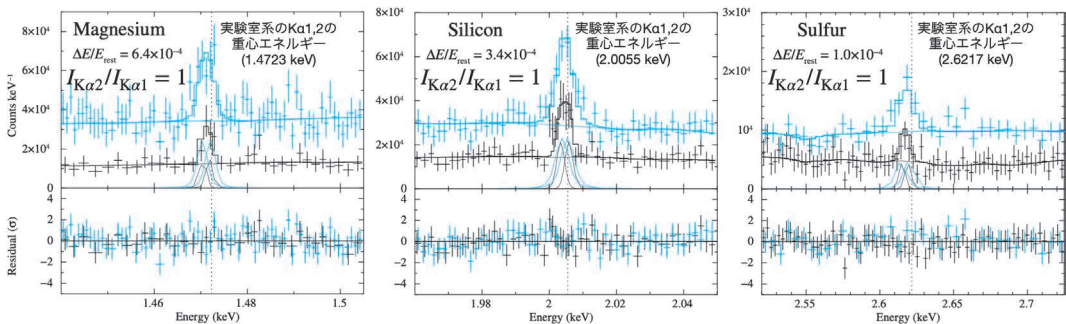


図7 図4と同様だが、 $K\alpha_{1,2}$ の強度比に、光学的に厚い極限を仮定 ($I_{0,K\alpha 1}/I_{0,K\alpha 2} = 1$) しフィッティング。

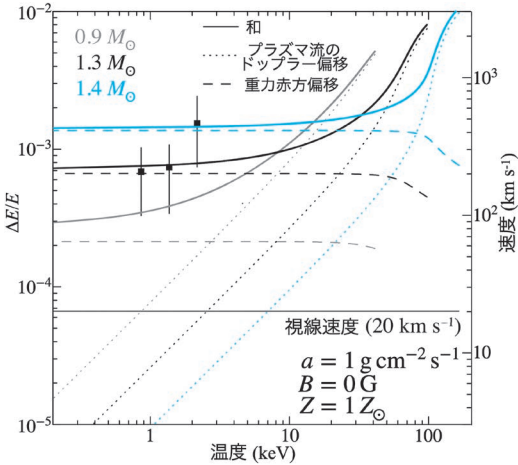


図8 観測された赤方偏移(黒四角)と理論曲線(実線)の比較。理論曲線は降着柱流体モデル(点線), 重力赤方偏移(破線)とRX J1712の視線速度(細い実線)の和。エラーバーには統計誤差と系統誤差を含む。 $M_{WD}=0.9$ (グレー), 1.3 (黒), 1.4 (青) M_{\odot} , $a=1 \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $B=0 \text{ G}$, $Z=1 Z_{\odot}$ を仮定。

によるRX J1712の180キロ秒の観測から、H-like Mg, Siの $K\alpha$ 線で $\Delta E/E \sim 7 \times 10^{-4}$ (210 km s^{-1}), H-like Sの $K\alpha$ 線で $\Delta E/E \sim 15 \times 10^{-4}$ (450 km s^{-1})の、統計誤差と系統誤差を超える赤方偏移を検出した。降着柱内のある温度のプラズマは、白色矮星質量が小さいほど高速であることが降着柱流体モデルから示されるが、過去の観測で得られているRX J1712の白色矮星質量の下限値 ($0.6 M_{\odot}$)を仮定しても、観測された赤方偏移は説明できない(図5)。RX J1712の連星系全体の視線速度や、 $K\alpha_{1,2}$ の光学的厚さの違いによる、これの足し合わせである $K\alpha$ 線のエネルギー重心の偏移も検討したが、観測結果を説明することはできなかった。一方で、重力赤方偏移を考慮し、降着柱流体モデルと組み合わせると、観測された赤方偏移を良く説明できた(図8)。これは強磁場激変星からの初めての重力赤方偏移の検出になる。観測された赤方偏移と、重力赤方偏移と降着柱流体モデルの和の比較から、RX J1712の白色矮星質量は $0.9 M_{\odot}$ 以上と求まった。

昨年9月に打ち上げられたXRISM衛星は、2 keV以上で本研究に使用したChandra衛星のHETGよりも優れたエネルギー分解能と大きな有効面積を備えている。XRISM衛星によるH-like Fe $K\alpha$ 線(13.7 keVで放射率最大)の高精度分光測定($\sim 5 \text{ eV}$)によって、降着柱の温度と速度の関係により広いエネルギー範囲で、より高精度に測定できる。これにより、降着柱流体モデルの検証や重力赤方偏移測定の高精度化、そして、より高精度な白色矮星質量測定が期待される。

謝辞

本稿の内容は筆者が発表した論文 [30] に基づいています。共著者の森英之氏、向井浩二氏、寺田幸功氏、石田學氏の皆様に深く感謝いたします。本稿執筆の機会を与えてくださり、再三にわたる入稿の延期にお付き合い頂き、さらにコメントも頂いた勝田哲氏、非常に細部まで原稿を確認して頂き多数のコメント下さった鈴木大介氏にも深く感謝いたします。本研究はChandra衛星による観測データに基づいています。装置開発、ソフトウェア開発、較正、衛星運用など、Chandra衛星に携わってこられたすべての方々に感謝いたします。本研究はChandra Award (GO9-20022A) および科学研究費基金 (JP21K03623, 20K04009) より支援を受けています。

参考文献

[1] Nauenberg, M., 1972, ApJ, 175, 417
 [2] Benvenuto, O. G., & Althaus, L. G., 1999, MNRAS, 303, 30
 [3] Fontaine, G., et al., 2001, PASP, 113, 409
 [4] Parsons, S. G., et al., 2017, MNRAS, 470, 4473
 [5] Long, K. S., & Gilliland, R. L., 1999, ApJ, 511, 916
 [6] Smith, A. J., et al., 2006, MNRAS, 369, 1537
 [7] Steeghs, D., et al., 2007, ApJ, 667, 442
 [8] van Spaandonk, L., et al., 2010, ApJ, 715, L109
 [9] Das, U., et al., 2013, ApJ, 767, L14
 [10] Yoon, S. C., & Langer, N., 2004, A&A, 419, 645
 [11] Ishida, M., et al., 1991, ApJ, 367, 270
 [12] Cropper, M., et al., 1999, MNRAS, 306, 684
 [13] Hayashi, T., & Ishida, M., 2014a, MNRAS, 438, 2267

- *****
- [14] Hayashi, T., & Ishida, M., 2014b, MNRAS, 441, 3718
 - [15] Patterson, J., 1994, PASP, 106, 209
 - [16] Cropper, M., 1990, Space Sci. Rev., 54, 195
 - [17] Aizu, K., 1973, Prog. Theor. Phys., 50, 344
 - [18] Suleimanov, V., et al., 2005, A&A, 435, 191
 - [19] Yuasa, T., et al., 2010, A&A, 520, A25
 - [20] Belloni, D., et al., 2021, ApJS, 256, 45
 - [21] Ezuka, H., & Ishida, M., 1999, ApJS, 120, 277
 - [22] Hayashi, T., et al., 2018, MNRAS, 474, 1810
 - [23] Hayashi, T., et al., 2021, MNRAS, 504, 3651
 - [24] Frank, J., et al., 2002, Accretion Power in Astrophysics, 3rd. ed. (Cambridge University Press, Cambridge)
 - [25] Buckley, D. A. H., et al., 1995, Mon. Notices Royal Astron. Soc., 275, 1028
 - [26] Kastner, S. O., & Kastner, R. E., 1990, J. Quant. Spec. Radiat. Transf., 44, 275
 - [27] Suleimanov, V. F., et al., 2019, MNRAS, 482, 3622
 - [28] Shaw, A. W., et al., 2020, MNRAS, 498, 3457
 - [29] Vaeth, H., 1997, A&A, 317, 476
 - [30] Hayashi, T., et al., 2023, ApJ, 953, 30

White Dwarf Mass Estimation with Plasma Velocity Profile and Detection of Gravitational Redshift in A Magnetic Cataclysmic Variable

Takayuki HAYASHI^{1,2,3}

¹*Department of Physics, University of Maryland, Baltimore County, 1000 Hilltop Circle, Baltimore, MD 21250, USA,* ²*Center for Research and Exploration in Space Science and Technology (CRESST II), Greenbelt, MD 20771, USA,* ³*NASA's Goddard Space Flight Center, X-ray Astrophysics Division, Greenbelt, MD 20771, USA*

Abstract: In the X-ray spectra of the intermediate polar, RX J1712.6-2414, obtained from the *Chandra* High-Energy Grating observation, we detected significant redshifts for the $K\alpha$ lines of H-like Mg, Si ($\Delta E/E \sim 7 \times 10^{-4}$), and S ($\Delta E/E \sim 15 \times 10^{-4}$), which are over the instrumental absolute energy accuracy ($\Delta E/E \sim 3.3 \times 10^{-4}$). Considering some possible factors, such as Doppler shifts associated with the plasma flow, systemic velocity, and optical depth, we concluded that the major contributor to the observed redshift is the gravitational redshift ($\Delta E/E \gtrsim 2 \times 10^{-4}$) of the white dwarf (WD) harbored in the binary system, which is the first gravitational redshift detection from a magnetic cataclysmic variable (mCV). Moreover, the gravitational redshift provides us with a new method of WD mass measurement by invoking the plasma-flow theory of the mCV. The WD mass was estimated to be $M_{\text{WD}} > 0.9 M_{\odot}$ by our new method.