

降着円盤を伴った回転駆動型パルサーモデルからの多波長放射

石崎 渉 (東京大学 宇宙線研究所 M1)

Abstract

ミリ秒パルサー (MSP) とは弱い磁場を持ちミリ秒スケールの電波パルスを放射する天体であり、放射のエネルギーを自転から供給する回転駆動型のパルサーである。MSP は古い天体であると考えられているにもかかわらず速い自転周期を保っていることから、MSP は進化のある段階で伴星からの質量降着によって角運動量を受け取り自転速度が速まるというリサイクルシナリオが提唱されている。近年、伴星からの降着によって駆動される降着駆動型パルサーのうち、回転駆動型へと移行しているものがいくつか観測された。PSR J1023+0038 はその例の 1 つである。後に、PSR J1023+0038 から (1) 降着円盤起源であると考えられる可視光の放射が確認され (2) 電波パルスが消えたことから、再度降着駆動型に移行したものと考えられていた。しかし、本講演で紹介する Takata et al.(2014) [1] は、(1)(2) と同時期に降着駆動型では説明できない γ 線の増光があることを報告した。[1] はこの γ 線の増光を説明するために、パルサー風による降着円盤からの放射の逆コンプトン散乱を考えた。パルサー風は回転駆動型に期待されるものであるため、PSR J1023+0038 は降着円盤を持ちつつも、回転駆動型として放射し続けているとした。このとき電波パルスは、パルサー磁気圏からの γ 線によって電離された降着円盤に遮られているとして説明した。

1 Introduction

パルサーとはパルス状の放射を行う天体であり、その正体は中性子星と考えられている。パルサーは放射のエネルギー源で分類され、自転のエネルギーを解放して主に電波で放射する回転駆動型、伴星から降着するガスの重力エネルギーを解放して主に X 線を放射する降着駆動型などがある。MSP (millisecond pulsar) はミリ秒スケールの電波パルス放射する回転駆動型のパルサーであるが、磁場が弱いこと・球状星団に見られることなどの理由から古い天体であると考えられている。回転駆動型パルサーの自転周期は、時間が経つにつれて長くなっていくにも関わらず、MSP は速い自転速度を保っており通常の回転駆動型パルサーとは形成過程が異なると考えられている。

降着駆動型パルサーの中性子星は伴星からの質量降着を受ける際に角運動量を受け取ってミリ秒スケールまでその自転速度を速めて (Alpar et al. 1982)、やがて降着が止まり MSP として回転駆動型パルサーへと移行すると考えられている。実際にそのような天体は数例観測されており、本講演ではそのひとつ

である PSR J1023+0038 からの放射と、2013 年の観測での変化の原因について論ずる。

2 Observations

PSR J1023+0038 は 2000 年に電波源として発見され (Bond et al. 2002)、2003 年に X 線の変動や降着円盤が確認されたことから降着駆動型パルサーであると確認された天体である (Woubt et al. 2004; Thorstensen & Armstrong 2005; Homer et al. 2006)。その後、1.69ms の電波パルス放射が見つかった (Archibald et al. 2009) ことから、降着駆動型から MSP へ移行したと考えられた。

しかし 2013 年の観測で、ミリ秒の電波パルスが消失したこと (Stappers et al. 2013)、降着円盤が再び形成されたこと (Halpern et al. 2013) から、再び降着駆動型に移行したと考えられたが、同時期に降着駆動型パルサーのモデルでは説明できない γ 線の増光 (図 1) も見られた (Stappers et al. 2013)。

本講演では、観測事実 (1) ミリ秒の電波パルスが消失したこと、(2) ガンマ線の増光が見られたこと、(3) UV の増光が見られたこと、(4) X 線の増光が見ら

れたことを、Takata et al.(2014) のモデルを用いて説明する。

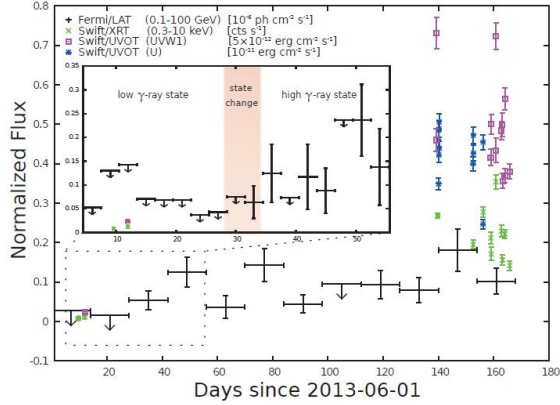


図 1: 2013 年の観測 横軸は 2013 年 6 月 1 日からの日数で、縦軸はフラックス (黒: γ 線, 緑: X 線, 紫・青: UV) UV, X 線については 6 月上旬と 10 月頃のデータ点を見ると増光が確認できる。 γ 線は、6 月下旬から 7 月上旬にかけて有意に増光している。

3 Methods

図 2 は、Takata et al.(2014) のモデルの概念図である。このモデルでは、形成された降着円盤は、パルサーの磁気圏に達しておらず、パルサー風も Outer gap からの放射も存在するとして考える。また、降着円盤は、中性子星からの距離が R_c より近い部分で蒸発し、電離しているものとする。

R_c は Outer gap からの γ 線が、電子陽電子対生成によって吸収される半径として計算している。電子陽電子対生成の断面積は、

$$\sigma(E_\gamma) = 3.5 \times 10^{-3} Z^2 \sigma_T \left[\frac{7}{9} \log \left(\frac{183}{Z^{1/2}} \right) - \frac{1}{53} \right] \quad (1)$$

で与えられる。ここで Z は衝突する原子の原子番号、 σ_T はトムソン断面積である。円盤上部から見た柱密度を考え、 γ 線が吸収される臨界柱密度 Σ_{crit} を計算すると

$$\Sigma_{\text{crit}} \sim 100 \text{ g cm}^{-2} \quad (2)$$

となる (Takata et al. 2010)。Standard disk model (Shakura & Sunyaev 1973; Frank et al. 2002) から、この Σ_{crit} に対応する R_c を計算すると

$$R_c \sim 3 \times 10^9 \alpha_{0.1}^{-16/15} \dot{M}_{16}^{14/15} \Sigma_{c,2}^{-4/3} \text{ cm} \quad (3)$$

を得る。ここで $\alpha_{0.1}$ は粘性パラメータを 0.1 で規格化したもの、 \dot{M}_{16} は 10^{16} g s^{-1} で規格化したもので、 $\Sigma_{c,2}$ も同様である。

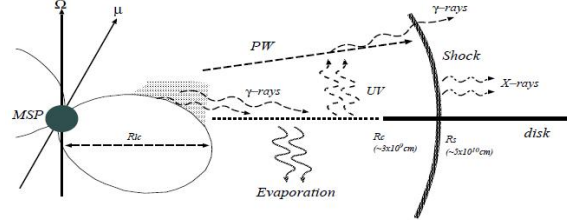


図 2: J.Takata et al.(2014) のモデルの概念図 降着円盤は R_c より内側で蒸発し存在しない。また中性子星からのパルサー風と恒星風の間形成された衝撃波はパルサーから R_s の位置にある。

3.1 UV の増光

UV の放射は、形成された降着円盤由来の多温度黒体放射と考える。まず観測の光度 $L_{UV} \sim 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ から降着円盤の内縁半径を見積もると $R_{\text{in}} \sim 10^9 - 10^{10}$ を得る。パルサーの光円柱の半径が $R_{\text{lc}} = cP/2\pi \sim 8 \times 10^6 \text{ cm}$ であることから、降着円盤はパルサー磁気圏に達していないことが確かめられる。また、 R_c と比較すれば、降着円盤の蒸発が起こっている半径と一致することも確認できる。

Standard disk model より、降着円盤の温度の半径依存性は $T_d \propto R^{-3/4}$ で与えられる。円盤が蒸発している部分より内側は $T_d(R < R_c) = T_d(R_c)$ で一定と仮定する。降着円盤および蒸発したガスからの多温度黒体放射のフラックスは

$$F_\nu = \frac{4\pi h\nu^3 \cos i}{c^2 D^2} \int_{R_{\text{lc}}}^{R_{\text{out}}} \frac{R dR}{\exp[h\nu/k_B T_d(R)] - 1} \quad (4)$$

となる。ここで、 $D \sim 1.3 \text{ kpc}$ は連星系と地球の距離、 $\cos i$ は視線方向による効果で、 $i \sim 40^\circ - 50^\circ$ (Wang et al. 2009) である。

3.2 γ 線の増光

パルサー風によって、UV の光子が逆コンプトン散乱され、 γ 線が作られるとして示す。まず、UV の

光子に対するパルサー風の光学的厚みを計算する。

$$\tau_{ic} \sim n_s \sigma_T r \sim 0.4 \left(\frac{L_{UV}}{10^{33} \text{erg/s}} \right) \left(\frac{E_s}{3 \text{eV}} \right)^{-1} \left(\frac{r}{10^9 \text{cm}} \right)^{-1} \quad (5)$$

ここで、 $n_s = L_{UV}/4\pi r^2 c E_s$ は UV の光子の密度、 E_s は UV の光子である。これらから逆コンプトン散乱による γ 線の生成は十分起こることがわかる。

パルサー風のローレンツ因子 Γ_{PW} を計算する。magnetization parameter の σ は

$$L_{sd} = \dot{N} \Gamma_{PW} m_e c^2 (1 + \sigma) \quad (6)$$

から定義される。 $L_{sd} \sim 5 \times 10^{34} \text{erg s}^{-1}$ は spin-down luminosity である。これを用いて

$$\Gamma_{PW}(R) = \left(\frac{1 + \sigma_L}{1 + \sigma(R)} \right) \Gamma_{PW,L} \quad (7)$$

となる。ここで下付き添え字の L は、光円柱での値である。また、 $\sigma(R)$ の半径依存性は

$$\sigma(R) = \sigma_L \left(\frac{R}{R_{lc}} \right)^{-\beta} \quad (8)$$

と仮定する。逆コンプトン散乱の断面積は

$$\sigma_{IC}(R) = \frac{3\sigma_T}{4\Gamma_{PW}^2(R)} \times \left[2q \ln q + (1 + 2q)(1 - q) + \frac{(\Gamma_q q)^2 (1 - q)}{2(1 + \Gamma_q q)} \right] \quad (9)$$

である。ここで $\Gamma_q = 4\Gamma_{PW} E_s / m_e c^2$, $q = E_0 / \Gamma_q (1 - E_0)$, $E_0 = E_\gamma / \Gamma_{PW} m_e c^2$ で $1 / (4\Gamma_{PW})^2 < q < 1$ である (Blumenthal & Gould 1970)。

逆コンプトン散乱された光子の場合は

$$F(E_\gamma, R) = \int \frac{\sigma_{IC}(R) c dN_s}{E_s dE_s} dE_s \quad (10)$$

である。ここで dN_s/dE_s は、UV の光子のエネルギー・スペクトルである。

3.3 X 線の増光

降着円盤が消失している時は、伴星と中性子星の間に遮るものがなく、パルサー風や磁気圏からの放射によって恒星の表面は加熱される。加熱されたことにより恒星は膨張をはじめ、ロシュローブを満たした時点から降着が再開する。同時に、加熱されたこ

とにより恒星風は強まり、パルサー風と恒星風の間形成される衝撃波面で、せき止められるパルサー風の割合が大きくなる。これにより、衝撃波面で加速されるパルサー風の電子は増加し、加速電子のシンクロトロン放射も増加することによって X 線の増光が説明できる。

衝撃波で加速された電子のエネルギー・スペクトルは $f(\gamma) = K\gamma^{-p}$ と仮定する。加速電子の γ の最大 γ_{\max} は、衝撃波による加速時間 t_{ac} とシンクロトロン放射による冷却時間 t_{sync} のつりあいから決定する。それぞれは

$$t_{ac} \sim \frac{\gamma_{\max} m_e c}{eB}, \quad t_{\text{sync}} \sim \frac{9m_e^3 c^5}{e^4 B^2 \gamma_{\max}} \quad (11)$$

であり、 $t_{ac} = t_{\text{sync}}$ として計算する。ここで磁場は $B = 3 [L_{sd} \sigma(R) / R_s^2 c (1 + \sigma(R_s))]^{1/2}$ で計算される。ただし $R_s \sim 5 \times 10^{10} \text{cm}$ は衝撃波面と中性子星の距離として、連星間の距離の半分をとったものである。

γ の最小値 γ_{\min} は、分布関数 $f(\gamma)$ を用いて、総粒子数と総エネルギーをそれぞれ計算し求める。

$$\int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} f(\gamma) d\gamma = \frac{\zeta L_{sd}}{4\pi \Gamma_{PW}(R_s) r_s^2 m_e c^3 (1 + \sigma(R_s))} \quad (12)$$

$$\int_{\gamma_{\min}}^{\gamma_{\max}} \gamma f(\gamma) d\gamma = \frac{\zeta L_{sd}}{4\pi R_s^2 c (1 + \sigma(R_s))} \quad (13)$$

これらは $p > 2$ を仮定すれば、より簡単に $\gamma_{\min} \sim \Gamma_{PW}(R_s)$ と近似できる。

3.4 電波の遮蔽

蒸発した円盤は、電離してプラズマとなっていると考える。電波がプラズマに吸収されるかどうかを、プラズマ周波数 $\omega_p^2 = 4\pi n_e e^2 / m_e$ を計算することで見積もる。

$$\frac{\omega_p}{2\pi} \sim 6 \text{GHz} \left(\frac{\dot{M}_d}{10^{16} \text{erg/s}} \right)^{1/2} \left(\frac{v_{d,w}}{10^5 \text{cm}} \right)^{-1/2} \left(\frac{R_c}{3 \times 10^9 \text{cm}} \right)^{-1} \quad (14)$$

ここで \dot{M}_d は円盤からの蒸発の速度、 $v_{d,w}$ は蒸発した物質の速度、 R_c は蒸発する半径の最大である。 n_e は円盤から蒸発する物質が、 $v_{d,w}$ で 1 秒当りに逃げ出す量が \dot{M}_d に等しいとして計算した。この結果から、電波パルスはプラズマに遮蔽されると考えてよい。

4 Results

このモデルのパラメータは、 σ_L , $\Gamma_{PW,L}$, β である。図 3, 図 4 は、降着が始まる前と後のスペクトルとフィッティングの結果である。この結果 $\sigma_L \sim 100$, $\Gamma_{PW,L} \sim 200$, $\beta \sim 0.7$ を得た。また、加速電子のベキ指数は、降着前は $p \sim 1.6$ 、降着が始まってからは $p \sim 2.2$ となった。

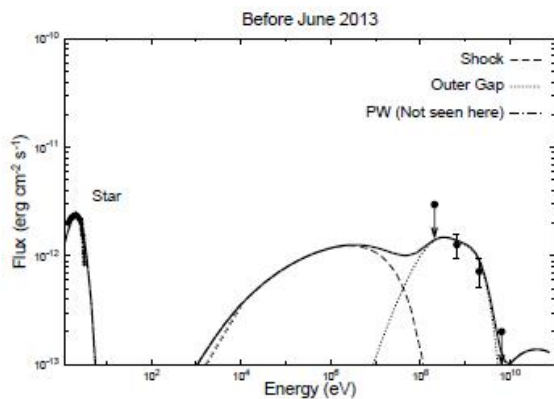


図 3: 降着が始まる前のスペクトル. 左に見えているのは伴星の黒体放射. 破線は衝撃波加速によるシンクロトロン X 線、細かい破線はパルサー磁気圏からの放射

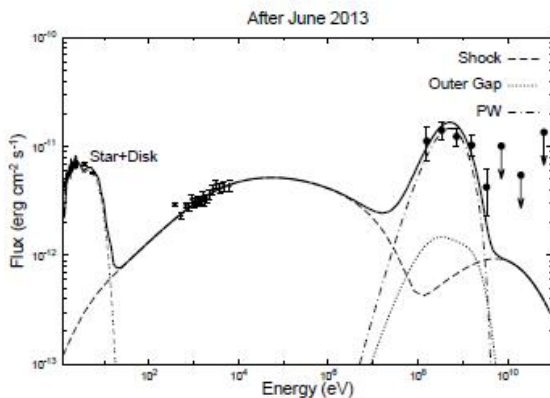


図 4: 降着が始まってからのスペクトル. 左に見えていた黒体放射のスペクトルが降着円盤からの放射で強くなっている. 点線は衝撃波加速のシンクロトロン放射である. 一点鎖線は逆コンプトン散乱による γ 線で、磁気圏からの γ 線を覆い隠している

5 Discussion & Conclusion

このモデルによって、(1) ミリ秒の電波パルスが消失したこと、(2) ガンマ線の増光が見られたこと、(3) UV の増光が見られたこと、(4) X 線の増光が見られたことすべての観測事実を同時に説明することができた。結論として、パルサーの電波放射は遮蔽されているだけであって、PSR J1023+0038 は回転駆動型パルサーのままであるということが出来る。

課題としては、(1) 現在 UV で観測されている 100 秒程度の時間変動が説明できていない、(2) X 線で観測されている 50-100 秒の時間変動が説明できていない、(3) 蒸発した円盤とパルサー風の相互作用を考えていないという点が挙げられる。

(1) については、円盤の構造および時間変動についてより細かな考察を行う必要があるだろう。(2) については、恒星風の時間変動を考慮したより詳細な議論が求められる。

(3) については、衝突がないとするのは不自然であるため、衝突があっても遮蔽が可能であるか考察の必要があるだろう。

Reference

- Takata, J., Li, K.L., Leung, Gene C.K. et al. 2014, ApJ, 785, 131
- Alpar, M.A., Cheng, A.F., Ruderman, M.A., Shaham, J. 1982, Nature, 300, 728
- Bond, H. E., White, R. L., Becker, R. H., & O'Brien, M. S. 2002, PASP, 114, 1359
- Woudt, P.A., Warner, B., Pretorius, M.L., 2004, MNRAS, 351, 1015
- Thorstensen, J.R., Armstrong, E., 2005, AJ, 130, 759
- Homer, L., Szkody, P., Chen, B., Henden, A., Schmidt, G., Anderson, S.F., Silvestri, N.M., Brinkmann, J., 2006, AJ, 131, 562
- Archibald, A. M. et al., 2009, Sci, 324, 1411
- Stappers, B.W. et al. 2013, ATel, 5513, 1
- Halpern, J.P., Gaidos, E., Sheffield, A., Price-Whelan, A.M., Bogdanov, S., 2013, ATel, 5514, 1
- Takata, J., Cheng, K.S., Taam, R.E., 2010, ApJ, 723, L68
- Shakura, N. and Sunyaev, R. (1973). A&A, 24:337 .
- Wang, Z., Archibald, A.M., Thorstensen, J.R., Kaspi, V.M., Lorimer, D.R., Stairs, I., Ransom, S.M., 2009, ApJ, 703, 2017
- Blumenthal, G.R., Gould, R.J., 1970, RvMP, 42, 237