

X 射线脉冲双星的吸积矩理论

李向东 汪珍如

(南京大学天文系, 南京 210008)

提 要

本文综述了近年来磁中子星吸积矩理论的发展概况, 并对 X 射线脉冲星 $\dot{P}/P$ 的变化提出了自己的理论解释。

一、引 言

近年来对 X 射线脉冲星的观测表明, 它们的脉冲周期发生了复杂的变化, 单纯的自转加速和自转减速现象很少, 大部分 X 射线脉冲星对这两者兼而有之^[1]。对这种现象一般用磁中子星的吸积矩理论加以解释, 认为吸积矩的正负引起中子星自转的加速和减速。由于具有不同伴星的 X 射线脉冲星的吸积方式不同, 对它们应该采取相应的理论模型进行描述。如果伴星未演化到充满洛希瓣, 它以星风的形式损耗物质, 一部分星风被中子星俘获, 称为风吸积。如果伴星演化到充满洛希瓣, 物质将从等势面的内拉格朗日点溢出, 进入绕中子星旋转的开普勒轨道, 通过粘滞逐渐向内接近中子星, 形成吸积盘。这种吸积称为盘吸积。下面我们首先概述风吸积和盘吸积的经典理论模型, 然后对它们在近年来的进展分别加以介绍及评述。由于自转加速理论已被人们普遍接受, 我们将着重讨论各类模型的自转减速机制及相应的周期变化。需要指出的是, 到目前为止, 还没有一种理论能完全令人信服。

二、经典模型

1. 风吸积

简单的风吸积模型考虑星风是球状扩散的, 并且具有均匀的径向速度。在这种条件下, Shapiro 和 Lightman^[2] 得到单位质量的吸积物质的净角动量是:

$$l = \frac{1}{2} \left(\frac{v_{orb}}{a} \right) r_a^2 \eta$$

其中 v_{orb} 是中子星轨道运动速度, a 是中子星与伴星质心间距离, r_a 称为吸积半径^[3,4], η 是个接近于 1 的参数。如果星风带来的角动量全部被传输给中子星, 那么它的脉冲周期的变化是^[1]:

1992年6月8日收到。

1993年1月10日收到修改稿。

$$-\frac{\dot{P}}{P} = \frac{I\dot{M}}{I\Omega_s} \\ \simeq 1.3 \times 10^{-4} \eta \left(\frac{\dot{M}}{10^{18} \text{g} \cdot \text{s}^{-1}} \right) \left(\frac{I}{10^{46} \text{g} \cdot \text{cm}^2} \right) \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^2 \left(\frac{v_{\text{rel}}}{10^8 \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}} \right)^{-4} \left(\frac{P_{\text{orb}}}{1 \text{d}} \right)^{-1} \left(\frac{P}{100 \text{s}} \right) \text{yr}^{-1}$$

其中 M 、 I 、 P 、 P_{orb} 、 v_{rel} 和 $\dot{M}$ 分别是中子星的质量、惯量矩、脉冲周期、轨道周期、相对于星风的轨道速度和吸积率。对取典型参量的 X 射线脉冲星，上式给出周期变化率在 10^{-2} – 10^{-6}yr^{-1} ，与早期观测结果是一致的。

Wang^[5] 进一步发展了风吸积理论，在他考虑的非均匀星风模型中， η 是星风密度、速度及其梯度的函数：

$$\eta = 1 + \frac{7}{2} \frac{a}{v_{w,a}} \left(\frac{\partial v_w}{\partial r} \right)_{r=a} + \frac{3}{v_{\text{orb}}} \left(\frac{\partial v_w}{\partial \varphi} \right)_{r=a} - \frac{1}{2} \frac{v_{w,a}}{v_{\text{orb}}} \frac{1}{\rho_a} \left(\frac{\partial \rho}{\partial \varphi} \right)_{r=a}$$

下标 a 和 $r=a$ 都表示在中子星轨道处， v_w 和 ρ 分别是星风速度和密度， $\frac{\partial}{\partial r}$ 和 $\frac{\partial}{\partial \varphi}$ 则表示径向和环向梯度。对于均匀密度、速度的星风， $\eta=1$ ，回到 Shapiro 和 Lightman 的情形^[2]。但是，如果 $\frac{a}{v_{w,a}} \left(\frac{\partial v_w}{\partial r} \right)_{r=a}$ 、 $\frac{1}{v_{\text{orb}}} \left(\frac{\partial v_w}{\partial \varphi} \right)_{r=a}$ 和 $\frac{v_{w,a}}{v_{\text{orb}}} \frac{1}{\rho_a} \left(\frac{\partial \rho}{\partial \varphi} \right)_{r=a}$ 中有一项或几项小于零， η 就有可能小于零。在这时 η 是个可正可负的量，它的大小依赖于星风密度、速度及其梯度的值。由于早型星的星风是不稳定的，它的密度、速度等物理性质发生变化的时间尺度可以从小时到年。Wang 的模型可以定性地解释一些具有大质量伴星的中子星脉冲周期的不规则变化：当 $\eta > 0$ ， $\frac{\dot{P}}{P} < 0$ ，中子星自转加速；当星风发生扰动，使得 $\eta < 0$ ，则 $\frac{\dot{P}}{P} > 0$ ，中子星自转减速。

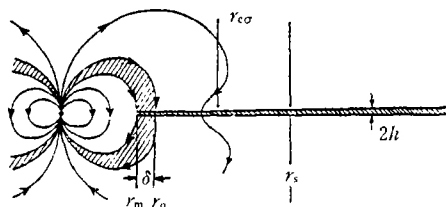
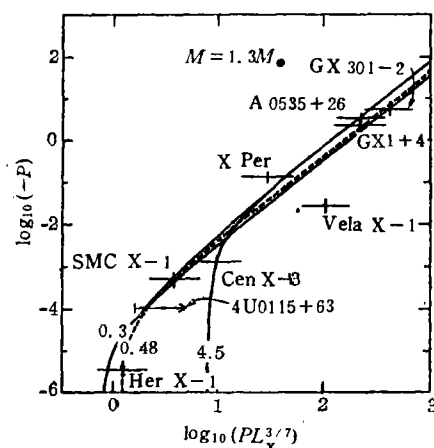
2. 盘吸积和 GL 模型

目前至少有 5 颗 X 射线脉冲星被认为具有吸积盘^[11]。较之风吸积而言，吸积盘的理论发展得更快。比较有代表性的是 Ghosh 和 Lamb^[6,7,8,9] 在 70 年代末提出的磁中子星吸积盘模型(以下简称 GL 模型)。

GL 假设中子星的磁场由于不稳定性可以穿透吸积盘，吸积盘内的物质与中子星的转动速度差使得磁力线发生扭曲，从而产生磁力线作用在中子星上，影响其自转的快慢。在磁球半径 r_m 到共转半径 r_{co} ($r_{\text{co}} = \left(\frac{GM}{\Omega_s^2} \right)^{1/3}$ ， G 为引力常数， Ω_s 为中子星自转角速度) 的范围内，扭曲磁力线产生加速力矩；从共转半径 r_{co} 向外，磁力线产生减速力矩，见图 1。作用在中子星上的总力矩是这两部分磁力线产生的力矩之和，再加上吸积物质贡献的力矩。它引起的中子星脉冲周期变率可以表示成：

$$-\dot{P} = 6 \times 10^{-6} \left(\frac{\mu}{10^{30} \text{G} \cdot \text{cm}^3} \right)^{2/7} \left(\frac{R}{10^6 \text{cm}} \right)^{6/7} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-3/7} \left(\frac{I}{10^{46} \text{g} \cdot \text{cm}^2} \right)^{-1} \\ n(\omega_s) P^2 \left(\frac{L_X}{10^{37} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}} \right)^{6/7} \text{s} \cdot \text{yr}^{-1}$$

其中 μ 、 R 和 L_X 是中子星的磁矩、半径和 X 射线光度。 ω_s 是个表征中子星自转快慢的参量，它是中子星自转角速度与在 r_m 处开普勒角速度之比，

图 1 GL 模型中的吸积盘结构^[8]图 2 $-\dot{P} \sim PL_X^{3/7}$ 理论曲线与实测数据。图中 4 条曲线分别代表中子星磁矩取 $(0.3, 0.48, 4.5, 100) \times 10^{30} \text{G} \cdot \text{cm}^3$ ^[9]

$$\omega_s = \frac{\Omega_s}{\Omega_k(r_m)} = \left(\frac{r_m}{r_{co}} \right)^{3/2}$$

进一步的推导可以发现 $\omega_s \propto (PL_X^{3/7})^{-1}$ 。 $n(\omega_s)$ 是依赖于 ω_s 变化的函数, ω_s 存在着一个临界值 $\omega_c \approx 0.35$ 。当 $\omega_s = \omega_c$ 时, $n(\omega_s) = 0$, 中子星既不加速也不减速, 处于平衡态; 当 $\omega_s < \omega_c$, 相应于长周期或较大的 X 射线光度, $n(\omega_s) > 0$, 中子星自转加速; 反之, 当 $\omega_c < \omega_s < 1$, 对应较短的周期或较小 X 射线光度 $n(\omega_s) < 0$, 中子星自转减速。这样脉冲周期的变化率可以表示成 $PL_X^{3/7}$ 的函数形式, GL 据此作出 $-\dot{P} \sim PL_X^{3/7}$ 的理论曲线并与实测数据作了比较 (见图 2), 两者符合得相当好, 这个结果是对 GL 模型的有力支持。

三、进 展

1. 风吸积

(1) 非连续吸积模型

一些具有 B_e 型伴星的 X 射线脉冲星有周期性的爆发现象, 在爆发期间脉冲周期明显减小, 而在爆发之间脉冲周期基本不变或缓慢增长。Stellar 等提出, 这类脉冲星的爆发与其轨道运动有关, 脉冲星的吸积并不是连续进行的^[10]。当脉冲星远离伴星时, 磁球半径 r_m 近于或大于共转半径 r_{co} , 由于离心力的作用, 脉冲星不吸积或吸积率很小 (表现为低 X 射线光度), 同时堆积在磁球附近的星风物质由于螺旋桨机制被向外甩出^[11], 带走了脉冲星的一部分角动量, 使其自转变慢。当脉冲星接近伴星时, 星风密度增大, 磁球半径减小, $r_m < r_{co}$, 脉冲星吸积率迅速上升, 出现“爆发”现象, 星风带来的角动量使得中子星快速地自转加速。

从本质上讲, 在非连续吸积模型中起减速作用的仍然是螺旋桨机制^[11], 这个模型较好地解释了脉冲周期在 1—10s 的周期性爆发风吸积源 (如 V0332+52 等) 的周期变化特征, 但它对与轨道运动无关的爆发现象是否适用仍需进一步的观测。另外, 这个模型不能解释一些长周期 (100—1000s) X 射线脉冲星的存在。因为倘若对它们也要求 $r_m \approx r_{co}$, 则中子星表面磁

场将比人们通常的估计值和实测结果高出两个量级。

(2) 外流模型

由于非连续吸积模型对长周期X射线脉冲星失效, Illarionov 和 Kompaneets 为此提出一种外流减速机制^[12]。他们考虑具有正常磁矩(约 $10^{30}\text{G}\cdot\text{cm}^3$)的脉冲星, 如果它们发射硬X射线, 通过康普顿散射会非各向同性地加热部分吸积物质(主要在磁轴方向)。被加热物质的密度变小, 在浮力的作用下会从吸积流内部(接近中子星磁层)以一个限定的立体角向外喷射, 同时带走了中子星的部分角动量, 引起中子星的自转发生变化:

$$I \frac{d\Omega_s}{dt} = \dot{M} \left(k_w R_A^2 \Omega_{orb} - k \frac{\chi}{2\pi} r_m^2 \Omega_s \right)$$

方程中 R_A 和 Ω_{orb} 分别是中子星吸积半径和轨道角速度, χ 是外流喷射的立体角, 参数 k_w 和 k 分别取 $1/2$ 和 $2/3$ 。右式中前、后两项分别代表加、减速作用: 吸积和外流。Illarionov 和 Kompaneets 还得出发生外流减速的条件是 $L_1 < L_X < L_2$, L_1 和 L_2 的值约为 $5 \times 10^{34} \text{erg}\cdot\text{s}^{-1}$ 和 $7 \times 10^{36} \text{erg}\cdot\text{s}^{-1}$ 。大部分长周期X射线脉冲星的X射线光度位于这个区间内。外流模型的正确与否还有待于观测作出进一步的检验。

非连续吸积模型和外流模型解释了一些风吸积X射线脉冲星周期的长期变化, 对脉冲周期短期的无规起伏则没有提及。对这种现象, 目前仍然采用由星风密度、速度扰动引起的说法(见前文)。

(3) 风吸积中的盘模型

由于经典的风吸积模型存在着角动量传输率过小的困难^[13,14,15,16], 不少人在风吸积的基础上引入了盘吸积的机制, 认为吸积物质与磁球的相互作用可以促成盘的形。Parmar 等^[17]利用 EXOSAT 发现, 暂现X射线脉冲星 EXO 2 030 + 375 在最近一次爆发期间, 脉冲周期的变化率与X射线光度有这样的关系: $-\dot{P} \propto L_X^{1.08-1.35}$, 比较接近盘模型的理论关系: $-\dot{P} \propto L_X^{0.17}$, 这对风吸积源中存在吸积盘是个支持。Vela X-1 被认为是个典型的风吸积源, 但它的周期变化现象无法用风吸积理论解释^[18]。Börner 等^[18]提出在该源中存在着吸积盘, 并且磁层半径与共转半径大致相等, 他们以此比较成功地解释了 Vela X-1 周期和能谱的变化。但该模型要求中子星磁场高达 10^{14}G 量级, 这在理论上难以接受, 与从回旋辐射得到的约 $2 \times 10^{12}\text{G}$ ^[19] 的磁场大小相差也很大。

近年来对非均匀星风吸积的数值计算发现, 吸积流和激波的相互作用确实会产生短期的盘, 而且盘的转动方向也会发生改变, 即有可能出现与中子星自转方向相反的逆转盘^[20,21]。逆转盘的存在会对中子星的自转减速产生很大的影响。上述结论是对风吸积源而言的, 盘吸积脉冲星的吸积盘转动方向是否会改变还没有定论, 但已有人将这个概念应用到源 GX1 + 4 的吸积盘上^[22]。

2. 盘吸积——改进的 GL 模型

以上讨论了风吸积理论的进展, 新的吸积盘理论主要是对 GL 模型的一些改进。Wang^[23]指出在 GL 模型中假设的环向磁场的变化率过大, 这样产生的后果是, 在超过共转半径 r_{co} 后, 磁压力将超过吸积盘内热压力, 最终会破坏吸积盘。他利用法拉第定律对此作了修正, 导出了新的脉冲周期变化公式:

$$-\frac{\dot{P}}{P} \simeq 4.28 \times 10^{-5} f(\chi_0) \left(\frac{P}{1s}\right)^{4/3} \left(\frac{L_X}{10^{37} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}}\right) y r^{-1}$$

其中 $f(\chi_0) = \chi_0^{1/2} + \frac{2}{9} \chi_0^{31/80} \left[1 - \chi_0^{3/2} - \frac{\chi_0^{9/4}}{(1 - \chi_0^{3/2})^{1/2}} \right]$. 这里 $\chi_0 = \frac{r_0}{r_{co}}$, r_0 是吸积盘的内半径. Wang 的理论关系 $-\dot{P} \propto L_X$ 较之 GL 模型更接近 Parmar 等^[17]的观测结果, 但他对几颗 X 射线脉冲星的分析结果却令人费解. 一般的吸积盘理论都认为当 $r_0 \ll r_{co}$ 时中子星自转加速, 而自转减速源的 $r_0 \sim r_{co}$. 对一直处于自转加速状态的源 SMC X-1 和 4U1626-67, Wang 得到 $r_0 \sim r_{co}$, 而从自转加速变到自转减速的 GX1+4 反而是 $r_0 \ll r_{co}$. 另外, Wang 认为磁张力对中子星的影响可以从 r_0 开始向外至无穷. 但这似乎是不可能的, GL 对盘结构的计算表明, 存在着一个屏蔽半径 $r_s > r_0$, 在 r_s 以外磁张力为零^[8].

目前的吸积矩理论一般认为 $-\frac{\dot{P}}{P}$ 的值及其变化反映了源 X 射线光度的变化, 但对一些 X 射线脉冲星的观测, 发现它们在自转加速和自转减速的过程中 X 射线光度并未发生明显的变化, 如 Cen X-3, Vela X-1 等. Sakao 等^[24]发现 GX1+4 在 1987—1989 年的自转减速过程出现了与理论推测相反的结果, 即其 X 射线光度两年间增大了 10 倍, 但周期增长率仍保持基本稳定. 这些事实说明吸积率的变化可能不是引起脉冲周期变化的唯一因素^[25]. 李向东和汪珍如在 GL 模型的基础上讨论了倾斜磁中子星吸积过程中的吸积矩, 引入磁倾角(中子星自转轴与磁轴的夹角)变化的因素, 得到如下的周期变化公式^[26]:

$$-\frac{\dot{P}}{P} \simeq 4.28 \times 10^{-5} Y \left(\frac{P}{1s}\right)^{4/3} \left(\frac{L_X}{10^{37} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}}\right) y r^{-1}$$

其中 $Y = \left(\frac{r_s}{r_{co}}\right)^{1/2} - \frac{1}{4} \left(\frac{r_s}{r_{co}}\right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{r_0}{r_{co}}\right)^2$, 这里 r_0 和 r_{co} 含义同前, r_s 是磁屏蔽半径, 其中包含着磁倾角. 这样可以同时利用中子星吸积率和磁倾角的变化来解释 $\dot{P}$ 符号的改变. 上面提到的一些困惑得到解决. 对几颗脉冲星的资料分析发现, 导出的磁倾角的大小与实测脉冲轮廓是相容的, 见表 1. 脉冲星的磁倾角是个很重要的物理量, 但目前还不可能直接从观测上得到. 我们提出的这一理论观点和方法, 提供了获得磁倾角的一种新途径.

表 1 X 射线脉冲星周期与磁倾角 α 的变化

源 名	自 转 加 速		自 转 减 速		$\Delta\alpha$
	$-\frac{\dot{P}}{P}(\text{yr}^{-1})$	α	$\frac{\dot{P}}{P}(\text{yr}^{-1})$	α	
Her X-1	2.9×10^{-6}	$64^\circ.25$	6.0×10^{-7}	$64^\circ.07$	$-0^\circ.18$
Cen X-3	2.8×10^{-4}	$50^\circ.67$	2.8×10^{-5}	$50^\circ.41$	$-0^\circ.26$
GX1+4	2.1×10^{-2}	$33^\circ.62$	1.2×10^{-2}	$26^\circ.97$	$-6^\circ.65$
Vela X-1	1.6×10^{-6}	$79^\circ.40$	2.7×10^{-4}	$77^\circ.75$	$-1^\circ.65$

参 考 文 献

- [1] Nagase, F., *Publ. Astron. Soc. Japan*, 41 (1989), 1.
- [2] Shapiro, S. L. and Lightman, A. P., *Ap. J.*, 204 (1976), 555.
- [3] Bondi, H. and Hoyle, F. M. N. R. A. S., 104 (1944), 273.
- [4] Davidson, K. and Ostriker, J. P., *Ap. J.*, 179 (1973), 585.
- [5] Wang, Y. M., *Astron. Astrophys.*, 102 (1981), 36.
- [6] Ghosh, P. and Lamb, F. K. et al., *Ap. J.*, 217 (1977), 578.
- [7] Ghosh, P. and Lamb, F. K., *Ap. J. Lett.*, 223 (1978), L83.
- [8] Ghosh, P. and Lamb, F. K., *Ap. J.*, 232 (1979), 259.
- [9] Ghosh, P. and Lamb, F. K., *Ap. J.*, 234 (1979), 296.
- [10] Stella, L. et al., *Ap. J.*, 308 (1986), 669.
- [11] Illarionov, A. A. and Sunyaev, R. A., *Astron. Astrophys.*, 39 (1975), 185.
- [12] Illarionov, A. A. and Sunyaev, R. A., *M. N. R. A. S.*, 247 (1990), 219.
- [13] Davies, R. E. and Pringle, J. E., *M. N. R. A. S.*, 191 (1980), 599.
- [14] Livio, M. et al., *M. N. R. A. S.*, 218 (1986), 593.
- [15] Soker, N. et al., *M. N. R. A. S.*, 221 (1986), 445.
- [16] Anzer, U. et al., *Astron. Astrophys.*, 176 (1987), 235.
- [17] Parmar, A. N. et al., *Ap. J.*, 338 (1989), 359.
- [18] Börner, G. et al., *Astron. Astrophys.*, 182 (1987), 63.
- [19] Makishima, K. et al., in *Frontiers of X-Ray Astronomy*, ed. by Y. Tanaka and K. Koyama, p. 23, (1991).
- [20] Matsuda, T. et al., *M. N. R. A. S.*, 226 (1987), 785.
- [21] Taam, R. E. and Fryxell, B. A., *Ap. J.*, 339 (1989), 297.
- [22] Dotani, T. et al., *Publ. Astron. Soc. Japan*, 41 (1989), 427.
- [23] Wang, Y. M., *Astron. Astrophys.*, 183 (1987), 257.
- [24] Sakao, T. et al., *M. N. R. A. S.*, 246 (1990), 11.
- [25] White, N. E., in *Interacting Binaries*, ed. by P. P. Eggleton and J. E. Pringle, p. 249, (1983).
- [26] Li, X. D. and Wang, Z. R., *Comments on Astrophys.*, 16 (1992), 219.

(责任编辑 刘金铭)

The Accretion Torque Theory of X-Ray Pulsars

Li Xiangdong Wang Zhenru

(Department of Astronomy, Nanjing University, Nanjing 210008)

Abstract

It has been shown that the pulse periods of most X-ray pulsars vary in a composite way (with both spin up and spin down) and there have been several kinds of models, with which one tries to explain it. In this paper, the classical ones and the progress of them are reviewed. Here we take more interest in the spin down mechanism. Though great success has been achieved, none of these theories can be accepted with satisfaction. We suggest that the variation of both accretion rate and the magnetic inclination angle may account for the observed changes of $\dot{P}/P$ for some X-ray pulsars.