



论 文

黑洞-脉冲星系统强引力中的光传播效应

李春灵^{①②}, 袁业飞^{①②*}

①中国科学技术大学天文学系, 合肥 230026;

②中国科学院星系与宇宙学重点实验室, 合肥 230026

*联系人, E-mail: yf Yuan@ustc.edu.cn

收稿日期: 2014-03-28; 接受日期: 2014-05-06

国家重点基础研究发展计划(编号: 2012CB821801)和中国科学院战略性先导科技专项(B类)(编号: XDB09000000)资助项目

摘要 脉冲星是宇宙中最精确的时钟, 其信号周期的精确度能够超过原子钟; 它发出的脉冲在到达地球的过程中, 如果途径黑洞附近, 会被强引力场弯曲, 原则上可以通过观测接收到的脉冲来研究黑洞和强引力场的性质。我们以围绕银河系中心超大质量黑洞做圆周运动的脉冲星为研究对象, 分析了强引力场对脉冲路径的影响和脉冲到达时间的延迟。结果表明, 脉冲轨迹和时延敏感依赖于观测者的观测倾角。观测角越大, 强引力场效应就越显著。相比于黑洞的引力质量, 黑洞自旋对结果的影响较小; 当观测者偏离脉冲星轨道平面较大, 即观测角较小时, 黑洞的自旋效应明显变小; 因此, 需要借助高精度和灵敏度的望远镜来探究黑洞自旋的影响。

关键词 银心, 脉冲星-黑洞双星, 光线弯曲, 时延

PACS: 04.70.-s, 04.70.Bw, 97.60.Gb, 97.80.-d

doi: 10.1360/SSPMA2014-00065

1 引言

脉冲星(PSR)是宇宙中最精确的时钟, 其信号周期的精确度能够超过原子钟, 如果能够发现脉冲星-黑洞(PSR-BH)系统, 就可以利用脉冲星精准的脉冲到达时间作为研究强引力物理和黑洞性质的探针^[1]。观测表明, 银心附近存在大量年轻的大质量恒星^[2], 由初始质量函数估算, 银河系中心存在很多中子星, 其中必然会有脉冲星^[3,4]。Pfahl 和Loeb认为^[5]: 银心附近至少有超过100颗周期小于10年的脉冲星。最近, Zhang等人^[6]通过数值模拟, 以恒星双星潮汐瓦解的动力学模型为基础, 考虑了驰豫过程、超新星反冲速度和引力辐射等条件, 估算了银心Sgr A*附近的脉冲星数目和轨道分布。结果表明绕Sgr A*运行的脉

冲星中, 轨道半长轴小于4000AU和小于1000AU的脉冲星数目分别为97–190颗和9–14颗, 这与现在对银心附近脉冲星数目的观测限制符合得较好。其中距离黑洞最近的脉冲星的半长轴和近心点距离分别为: 120–460AU和2–230AU。

PSR-BH系统中的黑洞既可以是上文中提到的银心附近超大质量黑洞(SMBH), 也可以是恒星级黑洞(SBH)。现简单对比一下PSR-SMBH系统中的引力效应与PSR-SBH系统中引力效应的大小。Sgr A*的估计质量为 $4 \times 10^6 M_{\odot}$ ^[7,8], 其史瓦西半径: $r_s \sim 0.08$ AU, 假设脉冲星绕黑洞运行的圆轨道周期为10年, 脉冲星的轨道半长轴: $r_a \sim 740$ AU, 因此: $r_s/r_a \sim 10^{-4}$; 而在PSR-SBH中, 双星的轨道周期一般为数小时到几天; 假设SBH的质量为 $10M_{\odot}$, 那么, $r_s \sim 2 \times$

引用格式: 李春灵, 袁业飞. 黑洞-脉冲星系统强引力中的光传播效应. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2015, 45: 029501

Li C L, Yuan Y F. Light propagation in the strong gravitational field of pulsar-black hole binary system (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2015, 45: 029501, doi: 10.1360/SSPMA2014-00065

10^{-7} AU, $r_a \sim 0.005 - 0.04$ AU, $r_s/r_a \sim 10^{-4} - 10^{-5}$. 因此在PSR-BH系统中, BH为SMBH时, 引力效应容易更加显著. 当脉冲星发出的脉冲途径Sgr A*附近时, 会受到强引力作用而发生偏折, 从而改变脉冲的前进方向. 另外, 由于Shapiro效应^[9], 脉冲到达时间也会延迟; 若该束脉冲恰好能被射电望远镜接收, 我们就可以通过精确的脉冲到达时间来检测脉冲束的偏折和时延情况, 从而研究黑洞和引力场的性质.

不考虑黑洞周围的等离子体效应, 脉冲束在强引力场中的偏折, 与光子的轨迹一致. Goicoechea等人^[10]通过将测地线方程解析展开到二阶项, 分析了Kerr度规中黑洞赤道面上的零测地线, 并将结果应用到了密近双星系统中. 光子的轨迹可以被限制在双星的轨道平面内^[10], 也可以不在同一平面上^[11]. 一般情况下, 可以通过对Kerr时空中光子轨迹进行数值积分^[12], 得到脉冲到达时间的延迟. 对于PSR-SMBH, Wang等人^[13, 14]构造了有关脉冲接收角和时延的两个通用函数: $F(\phi_{in})$ 和 $T(\phi_{in})$, 它们都是脉冲发射角度的函数, 且只与脉冲星到黑洞的距离这一个参数有关. 这种方法比较简化, 不足之处在于没有考虑黑洞自旋. Nampalliwar等人^[15]利用Dexter和Agol半解析的公开程序^[16], 计算了考虑黑洞自旋时, 脉冲发射角与接收角之间的关系以及脉冲在引力场中偏折时强度的变化情况; 但他们在计算中, 没有确定脉冲接收方向. Stovall等人^[17]根据文献[13, 14]构造的通用函数, 估算了能够观测到偏折脉冲的概率(固定脉冲接收位置), 并预言了未来SKA等可能发现的脉冲星数目. 本文中, 我们利用自己发展的完全广义相对论光线追踪程序, 研究了来自脉冲星、被银河系中心大质量黑洞弯曲且能被地球接收到的脉冲的特性.

2 Kerr度规与光线追踪法

Kerr时空几何由黑洞的引力质量 M_{BH} 和自旋 a (单位质量的角动量, 以 M_{BH} 为单位)两个物理参量来决定. 采用Boyer-Lindquist坐标, 则Kerr时空度规为(令 $G = c = M_{BH} = 1$):

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2r}{\rho^2}\right)dt^2 - \frac{4ars\sin^2\theta}{\rho^2}d\phi dt + \frac{\rho^2}{\Delta}dr^2$$

$$+\rho^2d\theta^2 + \left(r^2 + a^2 + \frac{2ra^2\sin^2\theta}{\rho^2}\right)\sin^2\theta d\phi^2, \quad (1)$$

其中:

$$\rho^2 \equiv r^2 + a^2\cos^2\theta, \quad \Delta \equiv r^2 - 2r + a^2. \quad (2)$$

光子测地线方程由下列四个微分方程决定^[18]:

$$\begin{aligned} \rho^2 d\theta/d\sigma &= \pm \sqrt{\tilde{\Theta}(\theta)}, \\ \rho^2 dr/d\sigma &= \pm \sqrt{\tilde{R}(r)}, \\ \rho^2 d\phi/d\sigma &= \frac{1}{\Delta}[2arE + (\rho^2 - 2r)L_z/\sin^2\theta], \\ \rho^2 dt/d\sigma &= \frac{1}{\Delta}[AE - 2arL_z]. \end{aligned} \quad (3)$$

其中 σ 为光子测地线的仿射参数. 方程(3)中各函数的表达式分别为

$$\begin{aligned} A &\equiv (r^2 + a^2)^2 - a^2\Delta\sin^2\theta, \\ \tilde{\Theta}(\theta) &\equiv Q - \cos^2\theta[-(aE)^2 + L_z^2/\sin^2\theta], \\ P &\equiv E(r^2 + a^2) - L_z a, \\ \tilde{R}(r) &\equiv P^2 - \Delta[(L_z - aE)^2 + Q]. \end{aligned} \quad (4)$$

上式中 L_z , E , Q 分别为光子相对于黑洞自转轴的角动量、光子在无穷远处的能量和Carter常数; 光子从发出到被接收的整个过程中, 这三个量为常数.

与Schwarzschild黑洞相比, Kerr黑洞中光子的轨迹与黑洞自旋相关. 黑洞自旋不同时, 对于相同的光子发射角度 ϕ_{in} (光子发射方向与PSR-BH连线方向的夹角), 光线的偏折程度不同. ϕ_{in} 越大, 光子被黑洞弯曲得越厉害, 当发射角超过临界角 ϕ_{crit} 时, 光子将被黑洞俘获. 因此, 黑洞的自旋效应是可以在脉冲轨迹中表现出来的.

在研究Kerr黑洞周围的辐射到达无穷远处观测者类型的问题中, 例如在相对论性铁 K_α 谱线轮廓的研究中, 通常采用光线追踪法^[19], 即在观测平面上选取某个像点, 再通过光子轨迹方程反推出光子在黑洞周围的发射位置. 这样做的优点是只用考虑那些最终能到达观测者天平面上的光子轨迹. 用光线追踪计算吸积盘或吸积流图像^[20]以及吸积盘能谱^[21-23]非常方便简洁, 在本文中我们用该方法来计算银心附

近脉冲星发出的脉冲在 Sgr A* 强引力场作用下的轨迹. 简单起见, 假设 Sgr A* 是一个“干净”的黑洞, 不考虑吸积盘和星际介质的影响. 实际操作中, 可以通过选择适当的观测频率来降低背景辐射、散射和色散等造成的污染^[24].

光子在运动过程中, 由于轨道不依赖于它的能量, 因此光子的轨迹可以由两个无量纲参数: $\lambda \equiv L_z/E$, $q \equiv Q/E^2$ 来描述. 此时光子的测地线方程可改写为

$$\begin{aligned}\frac{d\theta}{dp} &= \pm \sqrt{\Theta(\theta)}, \\ \frac{dr}{dp} &= \pm \sqrt{R(r)}, \\ \frac{d\phi}{dp} &= \frac{a(2r - a\lambda)}{\Delta} + \lambda \sin^{-2} \theta, \\ \frac{dt}{dp} &= \frac{(r^2 + a^2)^2}{\Delta} - a^2 \sin^2 \theta - \frac{2ar\lambda}{\Delta}.\end{aligned}\quad (5)$$

其中:

$$\begin{aligned}\Theta(\theta) &\equiv q + a^2 \cos \theta - \lambda^2 \cot \theta, \\ R(r) &\equiv r^4 + (a^2 - \lambda^2 - q)r^2 + 2[q + (\lambda - a)^2]r - a^2 q,\end{aligned}\quad (6)$$

$$dp \equiv E d\lambda / \rho^2.$$

从公式(5)易得^[25]

$$\pm \int_{r_{\text{em}}}^{r_{\text{obs}}} \frac{dr}{\sqrt{R(r)}} = \pm \int_{\theta_{\text{em}}}^{\theta_{\text{obs}}} \frac{d\theta}{\sqrt{\Theta(\theta)}} = p. \quad (7)$$

其中 $r_{\text{em}}, r_{\text{obs}}$ 分别为脉冲星和观测者到黑洞的距离, $\theta_{\text{em}}, \theta_{\text{obs}}$ 分别是脉冲星和观测者相对于黑洞自旋方向的轴向角. p 是光子的轨迹参数, 正负号根据光子的轨迹确定, 以确保沿着光子的测地线积分 p 值单调增加.

对无穷远处的观测者来说, 可以引入两个碰撞参数 α, β 来描述到达脉冲在天球上的视位置. α, β 分别为观测者看到的脉冲像点在垂直和平行于黑洞自旋轴投影方向的位移. 光子运动常数与碰撞参数的关系为^[26]

$$\begin{aligned}\lambda &= -\alpha \sin \theta_{\text{obs}}, \\ q &= \beta^2 - a^2 \cos^2 \theta_{\text{obs}} + \lambda^2 \cot^2 \theta_{\text{obs}}.\end{aligned}\quad (8)$$

当 $\beta > 0$ 时光子在到达无穷远处观测者途中, θ 方向有拐点, $\beta < 0$ 时则没有. 我们可以由脉冲到达天球的位置 (α, β) 求出运动常数 (λ, q) , 再由光线追踪计算程序得到发射源所在的位置, 从而计算出相对于发射点局域非转动观测者(LNRF)的脉冲发射角和无穷远处观测者测到的到达时间延迟.

3 物理模型

在 Boyer-Lindquist 坐标中, 我们已经假设脉冲星所在的位置为 $(r_{\text{em}}, \theta_{\text{em}}, \phi_{\text{em}})$, 地球所在的位置为 $(r_{\text{obs}}, \theta_{\text{obs}}, \phi_{\text{obs}})$, 不失一般性, 令 $\phi_{\text{obs}} = 0, r_{\text{obs}} \rightarrow \infty$, 且只考虑 $\theta_{\text{em}} = 90^\circ$ 的情况. 假设发射处的 LNRF 携带的局域标架为 $(e_{\hat{\alpha}})$, 很容易得到 $(e_{\hat{\alpha}})$ 三个空间方向的投影矢量 $e_r, e_{\hat{\theta}}, e_{\hat{\phi}}$:

$$\begin{aligned}(e_r)^\mu &= [0, (\Delta/\rho^2)^{1/2}, 0, 0], \\ (e_{\hat{\theta}})^\mu &= [0, 0, \rho^{-1}, 0], \\ (e_{\hat{\phi}})^\mu &= \left[0, 0, 0, \left(\frac{\rho^2}{A} \right)^{1/2} \frac{1}{\sin \theta} \right].\end{aligned}\quad (9)$$

在这个正交基中, 设脉冲的四动量 p 在 $e_r, e_{\hat{\phi}}$ 平面上的投影与径向 e_r 的夹角为 ψ , p 与轴向 $e_{\hat{\theta}}$ 夹角的余角为 γ , 因此:

$$\begin{aligned}\tan \psi &= \frac{p \cdot e_{\hat{\phi}}}{p \cdot e_r}, \\ \tan \gamma &= \frac{p \cdot e_{\hat{\theta}}}{\sqrt{(p \cdot e_{\hat{\phi}})^2 + (p \cdot e_r)^2}},\end{aligned}\quad (10)$$

易得

$$\begin{aligned}p \cdot e_r &= p_r (e_r)^r = g_{rr} p^r (e_r)^r \\ &= \pm \frac{\sqrt{\tilde{R}(r)}}{\Delta} (e_r)^r = \pm \sqrt{\tilde{R}(r)} \left(\frac{1}{\rho^2 \Delta} \right)^{1/2}, \\ p \cdot e_{\hat{\theta}} &= p_\theta (e_{\hat{\theta}})^\theta = g_{\theta\theta} p^\theta (e_{\hat{\theta}})^\theta \\ &= \pm \sqrt{\tilde{\Theta}(\theta)} (e_{\hat{\theta}})^\theta = \pm \frac{\sqrt{\tilde{\Theta}(\theta)}}{\rho},\end{aligned}\quad (11)$$

$$\begin{aligned}p \cdot e_{\hat{\phi}} &= g_{\phi\phi} p^\phi (e_{\hat{\phi}})^\phi + g_{\phi t} p^t (e_{\hat{\phi}})^\phi \\ &= L_z (e_{\hat{\phi}})^\phi = \frac{L_z}{\sin \theta} \left(\frac{\rho^2}{A} \right)^{1/2}.\end{aligned}$$

因为

$$\begin{aligned}\lambda &= L_z/E, \\ \sqrt{\Theta(\theta)} &= \sqrt{\tilde{\Theta}(\theta)}/E, \\ \sqrt{R(r)} &= \sqrt{\tilde{R}(r)}/E.\end{aligned}\quad (12)$$

由此我们得到 ψ, γ 的表达式

$$\begin{aligned}\tan \psi &= \frac{\lambda \rho / (A^{1/2} \sin \theta)}{\pm \sqrt{R(r)} (\rho^2 \Delta)^{-1/2}} \\ &= \pm \frac{\lambda \rho^2 \Delta^{1/2} / (A^{1/2} \sin \theta)}{\sqrt{R(r)}}, \\ \tan \gamma &= \frac{\pm \sqrt{\Theta(\theta)}/\rho}{\sqrt{(\rho \lambda)^2 / (A \sin^2 \theta) + R(r) / (\rho^2 \Delta)}}.\end{aligned}\quad (13)$$

进而可以得到脉冲发射角 φ_{in}

$$\cos \varphi_{in} = \cos \psi \cos \gamma. \quad (14)$$

设脉冲从发出到被接收所用的时间(坐标时)为 $\tau(\phi_{em})$, 根据方程(5)中 $\tau(\phi_{em})$ 的表达式如下:

$$\begin{aligned}\tau(\phi_{em}) &= \int J(p) dp, \\ J(p) &= \frac{dt}{dp} = [(r^2 + a^2)^2 - 2ar\lambda]/\Delta - a^2 \sin^2 \theta.\end{aligned}\quad (15)$$

基本可以认为地球处在 Sgr A* 的无穷远处, 距离黑洞很远的地方近似为平直时空, 光沿直线传播; 我们在距离黑洞相当远处选取一点, 那么脉冲从发射处到该点的时延近似为整个过程的时延:

$$T(\phi_{em}) = \lim_{r \rightarrow \infty} [\tau(\phi_{em}) - \tau_0(\phi_{em})]. \quad (16)$$

$\tau(\phi_{em}), \tau_0(\phi_{em})$ 分别为脉冲到参考点的实际运动时间和假设不存在黑洞时脉冲的运动时间, $T(\phi_{em})$ 就是我们想得到的脉冲时延. 这样处理的好处是避免了无穷大的出现.

由上面的分析知, 用光线追踪程序计算脉冲发射角和时延时, 出现了这些参数: 黑洞自旋 a ; 脉冲星所在位置 $(r_{em}, \theta_{em}, \phi_{em})$, 地球所在位置 $(r_{obs}, \theta_{obs}, \phi_{obs})$; 轨迹参数 p ; 光子运动常数 λ, q . 在计算中得到的距离和时间均以黑洞质量 M_{BH} 度量. 我们将给出脉冲发

射角和时延随脉冲星轨道运动的变化, 并且改变参数 θ_{obs}, a , 研究这些物理量对上述结果的影响; 希望能对未来的观测起到指导意义.

4 结果与分析

从黑洞周围星体上发出的光可以直接到达无穷远处的观测者, 也可以多围绕一圈, 甚至很多圈之后再到达无穷远处的观测者. 一般来说, 绕黑洞一周, 甚至多周的脉冲(次级脉冲)被接收时的强度非常弱^[26], 因此我们只考虑直接到达的脉冲(主脉冲); 由此, 在黑洞自旋确定的情况下, 对某一给定的观测角(地球上的观测角)和确定位置的脉冲星, 我们只能得到唯一确定的脉冲发射方向(其他方向上的脉冲我们接收不到). 这里我们研究脉冲星做圆轨道运动时的情形. 随着脉冲星的运动, 脉冲发射方向会不断地变化, 受到的引力效应也不相同. 在计算中, 脉冲的轨迹不在脉冲星轨道平面上, 而且 θ 方向上可能存在拐点. 由于脉冲受到的引力效应依赖于 PSR-SMBH 系统的详细情况, 包括前面提到的各类参数; 因此要计算分析这些效应, 需要从观测上确定系统的这些参数; 反过来, 如果从脉冲到达时间中分离出这些效应, 就可能分析得到黑洞的质量、自旋等信息.

为了得到较明显的结果, 我们计算“极端”优化下的情况: $r_{em} = 10M_{BH}$, 即脉冲星距离黑洞相当近时的效应. 我们固定观测者, 计算了脉冲星在 LNRF 局域标架下的脉冲发射角度, 如图1所示. 图中横轴是脉冲星所在的轨道方位角 ϕ_{em} . 我们有如下规定: 以观测者为参考点, 逆时针方向(观测者右侧)的 ϕ_{em} 为正, 顺时针方向(观测者左侧)的 ϕ_{em} 为负; 由于只考虑主脉冲, 因此脉冲星位于观测者右侧时发出的脉冲, 其初始时的角动量在局域标架中为负, 左侧时为正. 我们可以看出, 当 $a \neq 0$ 时(为了与 Schwarzschild 黑洞区别明显, 我们计算了极端 Kerr 黑洞的情况), 由于出现坐标拖曳效应, 图形并不关于 $\phi_{em} = 0$ (与观测者的方位角相同) 对称; 脉冲初始角动量为正的脉冲星轨道方位角范围要大于角动量为负值的范围; 并且脉冲星运行到观测者两侧相同位置时, 脉冲发射角度并不相同. 当 $a = 0$ 时则完全对称. 对比图1(a)–(c), 我们可以看出, 图1(a)是考虑黑洞质量和自旋时的

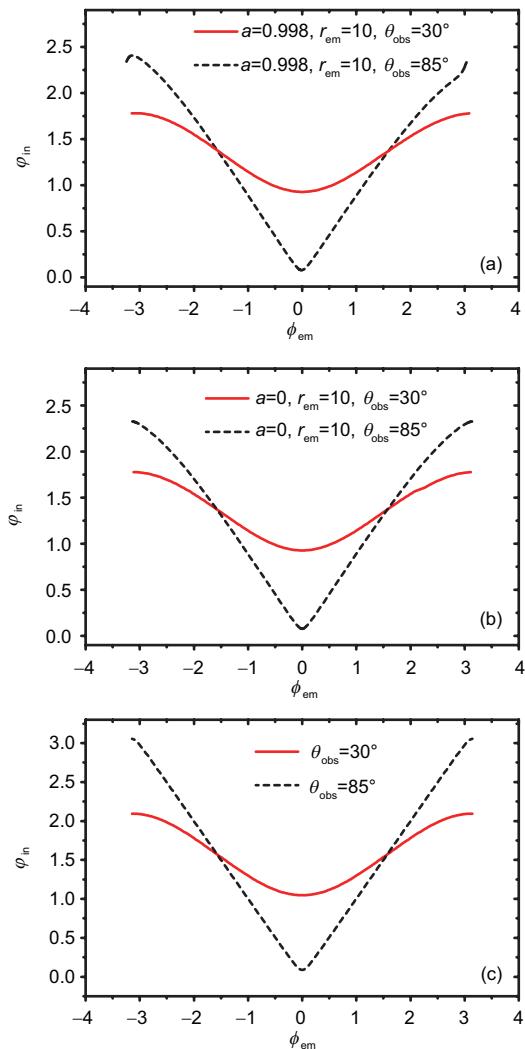


图1 (网络版彩图)脉冲星绕黑洞做圆轨道运动时, 脉冲发射角(φ_{in})与脉冲星轨道方位角(ϕ_{em})之间的关系(角度均用弧度表示)

图(a)(b)分别对应黑洞自旋为0.998 和0时的结果, 作为比较, 图(c)为不考虑广义相对论效应时的结果. 图中观测者的方位角为零($\phi_{\text{obs}} = 0$), 观测者与黑洞自转轴的夹角为 θ_{obs} , 脉冲星的轨道半径均为 $10M_{\text{BH}}$.

Figure 1 (Color online) Emitting angle φ_{in} of photons as a function of the azimuthal angle ϕ_{em} of the position of a pulsar orbiting around the central black hole of Sgr A*. Subfigure (a) shows the results for case $a = 0.998$ and subfigure (b) shows the results for case $a = 0$. For comparison, subfigure (c) shows the corresponding results in the flat space-time. The orbital radius is taken to be $10M_{\text{BH}}$, and θ_{obs} is the observing angle.

结果, 图1(b)是只考虑黑洞质量时的结果, 图1(c)是平直时空中的结果; 其中黑洞质量对脉冲轨迹的影响远大于自旋造成的影响. 当脉冲星位于黑洞“背后”时, 发射角很大, 此时脉冲非常接近黑洞, 引力效应会很

显著, 可以产生强引力透镜效应; 如果能监测到这样的脉冲, 将为我们研究黑洞和强引力场提供很大的帮助.

我们再看一下 Sgr A* 造成的脉冲时延. 图2中横轴的规定与图1相同. $a \neq 0$ 时图形同样不对称, 脉冲星运行到观测者两侧相同位置时, 初始角动量为正值的脉冲时延, 要小于初始角动量为负时的时延, 这同样可由坐标拖曳效应解释. 由图1和2可知, 脉冲发射角和时延敏感依赖于观测倾角, 观测者越接近黑洞赤道平面, 相对论效应越显著. 当观测者偏离赤道

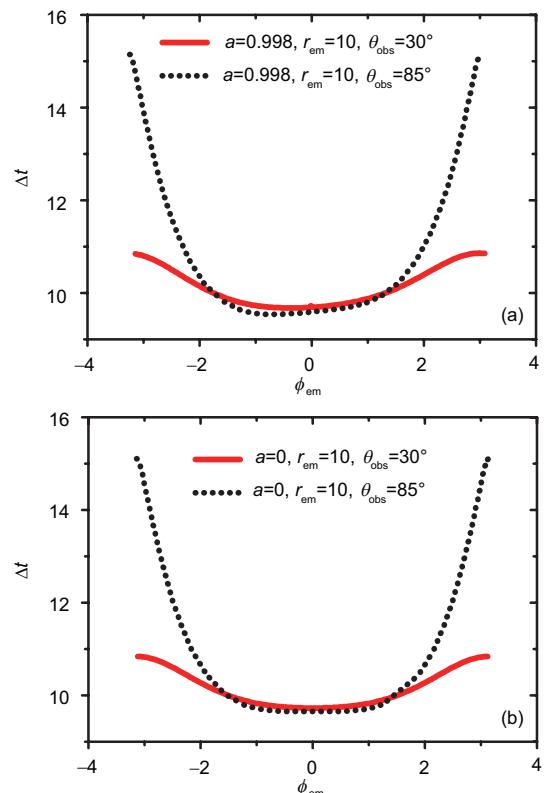


图2 (网络版彩图)脉冲星绕黑洞做圆轨道运动时, 脉冲时延与脉冲星轨道方位角(ϕ_{em})的关系

图(a)(b)分别对应黑洞自旋为 $a = 0.998$ 和 $a = 0$ 时的结果. 图中脉冲星的轨道半径均为 $10M_{\text{BH}}$, θ_{obs} 是观测角度, 时间以 M_{BH} 为单位(对银心的黑洞, $1M_{\text{BH}}$ 时间对应的国际单位为: $GM_{\text{BH}}/c^3 = 19.7$ s).

Figure 2 (Color online) Time delay of the received beam versus the azimuthal angle (ϕ_{em}) of the position of a pulsar orbiting around the central black hole of Sgr A*. Subfigure (a) shows the results for case $a = 0.998$ and subfigure (b) shows the results for case $a = 0$. The orbital radius of pulsar is taken to be $10M_{\text{BH}}$, and θ_{obs} is the observing angle, the time is in unit of M_{BH} ($1M_{\text{BH}}$ is equivalent to $GM_{\text{BH}}/c^3 = 19.7$ s for the black hole of Sgr A*).

平面很大时, 极端 Kerr 黑洞与 Schwarzschild 黑洞产生的引力效应差异已经可以忽略.

图3是脉冲星运行到轨道的某一位置($r_{\text{em}} = 10M_{\text{BH}}$, $\theta_{\text{em}} = 90^\circ$, $\phi_{\text{em}} = 90^\circ$)时, 扣除由黑洞质量产生的效应而纯粹由黑洞自旋造成的那部分时延. 相比黑洞本身造成的时延, 由黑洞自旋造成的时延比较小(这与文献[15]中的结果一致). 当然, 脉冲星所在的位置越“靠后”(| ϕ_{em} |越大), 脉冲被 Sgr A* 影响的时间越长, 纯粹由 a 造成的引力效应越大.

为了便于计算, 我们简化了一些物理条件; 在实际的观测中, 为了得到更精确的计算结果, 还需要考虑轨道偏心率^[6]、黑洞周围等离子体、星际介质以

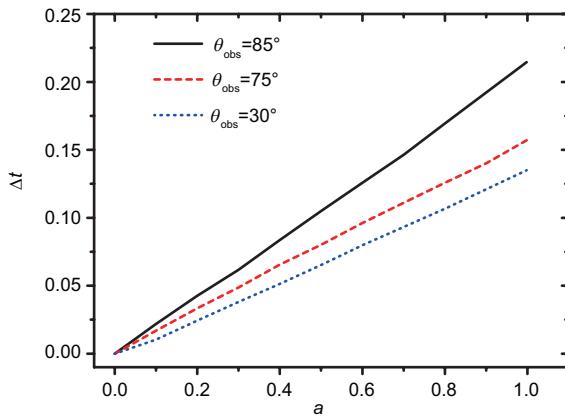


图 3 (网络版彩图)脉冲星位于轨道($r_{\text{em}} = 10M_{\text{BH}}$, $\theta_{\text{em}} = 90^\circ$, $\phi_{\text{em}} = 90^\circ$)处, 黑洞自旋与时延(只由黑洞自旋产生的时延)的关系

θ_{obs} 是观测角度, 时间以 M_{BH} 为单位(对银心的黑洞, $1M_{\text{BH}}$ 时间对应的国际单位为: $GM_{\text{BH}}/c^3 = 19.7$ s)

Figure 3 (Color online) Time delay induced by the SMBH spin as a function of the SMBH spin for three values of observing angle when pulsar locates the position ($r_{\text{em}} = 10M_{\text{BH}}$, $\theta_{\text{em}} = 90^\circ$, $\phi_{\text{em}} = 90^\circ$). θ_{obs} is the observing angle, the time is in unit of M_{BH} ($1M_{\text{BH}}$ is equivalent to $GM_{\text{BH}}/c^3 = 19.7$ s for the black hole of Sgr A*).

及脉冲发射锥的大小和朝向等的影响; 因此需要改进物理模型以更符合实际状况. 未来我们希望能搜寻到离 Sgr A* 很近的小轨道系统, 以确保黑洞的自旋效应大于观测灵敏度.

5 讨论与展望

本文在假设黑洞-脉冲星系统的位型, 如黑洞的自旋大小以及方向、轨道的大小以及方向等参数, 完全确定下的前提下, 研究了 Kerr 度规中脉冲束的偏折和时延情况, 这为探究强引力场弯曲时空提供了一种可能的方法. 由于这些结果与黑洞的角动量密切相关, 原则上能够通过脉冲到达时间得到 Sgr A* 的自旋信息.

实际操作时, 主要通过长期监测脉冲星的脉冲到达时间来确定双星系统的轨道参数, 并研究各种相对论性效应. 也就是说, 脉冲到达时间不仅依赖于引力场中的光传播效应, 同时也依赖于双星系统的轨道运动. 在牛顿力学中两体运动方程存在完全解析的解, 但在广义相对论中却并不存在类似的解析解^[27,28]. 在将来的工作中, 我们将进一步研究相对论性双星系统的轨道运动和光的传播效应对脉冲到达时间的影响.

搜寻 PSR-BH 系统是一项既十分艰巨, 又有风险, 同时又富有挑战性的工作; 目前, 在距离 Sgr A* ~ 0.12 pc 处发现了一颗磁星, 并且也表现为射电脉冲星^[29]. 随着未来大型射电望远镜 FAST, SKA 等的建成使用, 相信一定能发现更多、距离 Sgr A* 更近的脉冲星. 用高精度和灵敏度的望远镜, 得到精确的脉冲到达时间, 从而准确研究 Sgr A* 的性质和引力理论将指日可待.

参考文献

- 1 Damour T, Esposito-Farèse G. Gravitational-wave versus binary-pulsar tests of strong-field gravity. *Phys Rev D*, 1998, 58: 042001
- 2 Lu J R, Ghez A M, Hornstein S D, et al. Galactic Center youth: Orbits and origins of the young stars in the central parsec. *J Phys: Conf Ser*, 2006, 54: 279–287
- 3 Levin Y. Starbursts near supermassive black holes: Young stars in the Galactic Centre, and gravitational waves in LISA band. *Mon Not R Astron Soc*, 2007, 374(2): 515–524
- 4 Maness H, Martins F, Trippe S, et al. Evidence for a long-standing top-heavy initial mass function in the central parsec of the galaxy. *Astrophys J*, 2007, 669(2): 1024–1041

- 5 Pfahl E, Loeb A. Probing the spacetime around Sagittarius A* with radio pulsars. *Astrophys J*, 2004, 615(1): 253–258
- 6 Zhang F P, Lu Y J, Yu Q J. On the existence of pulsars in the vicinity of the massive black hole in the galactic center. *Astrophys J*, 2014, 784(2): 106
- 7 Eisenhauer F, Genzel R, Alexander T, et al. SINFONI in the Galactic Center: Young stars and infrared flares in the central light-month. *Astrophys J*, 2005, 628(1): 246–259
- 8 Ghez A M, Salim S, Hornstein S D, et al. Stellar orbits around the galactic center black hole. *Astrophys J*, 2005, 620(2): 744–757
- 9 Shapiro I I. Fourth test of general relativity. *Phys Rev Lett*, 1964, 13(26): 789–791
- 10 Goicoechea L J, Mediavilla E, Buitrago J, et al. A second-order approximation to equatorial null geodesics in the Kerr metric - Application to light deflection in eclipsing compact binaries. *Mon Not R Astron Soc*, 1992, 259(2): 281–292
- 11 Oscoz A, Goicoechea L J, Mediavilla E, et al. Light-curve models for a pulsar orbiting a Kerr black hole. *Mon Not R Astron Soc*, 1997, 285(2): 413–426
- 12 Laguna P, Wolszczan A. Pulse arrival times from binary pulsars with rotating black hole companions. *Astrophys J*, 1997, 486: L27
- 13 Wang Y, Jenet F A, Creighton T, et al. Strong field effects on pulsar arrival times: Circular orbits and equatorial beams. *Astrophys J*, 2009, 697(1): 237–246
- 14 Wang Y, Creighton T, Price R H, et al. Strong field effects on pulsar arrival times: General orientations. *Astrophys J*, 2009, 705(2): 1252–1259
- 15 Nampalliwar S, Price R H, Creighton T, et al. Detection of pulsar beams deflected by the black hole in Sgr A*: Effects of black hole spin. *Astrophys J*, 2013, 778: 145–151
- 16 Dexter J, Agol E. A fast new public code for computing photon orbits in a Kerr spacetime. *Astrophys J*, 2009, 696: 1616–1629
- 17 Stovall K, Creighton T, Price R H, et al. Observability of pulsar beam bending by the Sgr A* black hole. *Astrophys J*, 2012, 744: 143–150
- 18 Misner C W, Thorne K S, Wheeler J A. Gravitation. San Francisco: Freeman, 1973. 899–900
- 19 Čadež A, Fanton C, Calvani M. Line emission from accretion discs around black holes: The analytic approach. *New Astron*, 1998, 3: 647–654
- 20 Yuan Y F, Cao X W, Huang L, et al. Images of the radiatively inefficient accretion flow surrounding a Kerr black hole: Application in Sgr A*. *Astrophys J*, 2009, 699: 722–731
- 21 Li Y R, Yuan Y F, Wang J M, et al. Spins of supermassive black holes in M87. II. Fully general relativistic calculations. *Astrophys J*, 2009, 699: 513–524
- 22 Cui Y D, Yuan Y F, Li Y R, et al. A general relativistic external compton-scattering model for TeV emission from M87. *Astrophys J*, 2012, 746: 177–184
- 23 Li G X, Yuan Y F, Cao X W. Emergent spectra from disks surrounding Kerr black holes: Effect of photon trapping and disk self-shadowing. *Astrophys J*, 2010, 715(1): 623–635
- 24 Wex N, Gil J, Sendyk M. Microlensing of pulsar radiation in the Galactic Center. *Astron Astrophys*, 1996, 311: 746–757
- 25 Carter B. Global structure of the Kerr family of gravitational fields. *Phys Rev*, 1968, 174(5): 1559–1571
- 26 Cunningham C T, Bardeen J M. The optical appearance of a star orbiting an extreme Kerr black hole. *Astrophys J*, 1973, 183: 237–264
- 27 Wex N. Testing relativistic gravity with radio pulsars. arXiv:1402.5594
- 28 Will C M. The confrontation between general relativity and experiment. arXiv:1403.7377
- 29 Eatough R P, Falcke H, Karuppusamy R, et al. A strong magnetic field around the supermassive black hole at the centre of the Galaxy. *Nature*, 2013, 501(7467): 391–394

Light propagation in the strong gravitational field of pulsar-black hole binary system

LI ChunLing^{1,2} & YUAN YeFei^{1,2*}

¹ Department of Astronomy, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China;

² Key Laboratory for Research in Galaxies and Cosmology, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230026, China

Pulsar is the most accurate clock in our universe, the accuracy of its period is more than that of atomic clock. If pulse beams from pulsars pass through a black hole on their way to the Earth, they could be strongly deflected by the black hole. In principle, the received beams could be used as the probe for investigating the strong gravity near the event horizon of black hole. In this work, we investigate the effects of the strong gravity on the trajectory and time delay of pulse beams from a pulsar moving around the supermassive black hole (SMBH) which is believed to reside at the Galactic Center. Our results indicate that the trajectory and time delay sensitively depend on the observing angle. The larger the observing angle, the stronger the effects of the gravity. Compared to the gravitational mass of black hole, its spin has little effect on the trajectory and time delay of the pulse beams. If the observing angle is small, the effects of black hole spin can be neglected; therefore, future telescopes with high precision accuracy and sensitivity are needed to explore the effects of black hole spin.

galactic center, pulsar-black hole binary, light bending, time delay

PACS: 04.70.-s, 04.70.Bw, 97.60.Gb, 97.80.-d

doi: 10.1360/SSPMA2014-00065